

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES SCIENCES DE
L'UNIVERSITE DE NANCY POUR L'OBTENTION
DU TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR JACQUES CHEYLAN
Ingénieur E.N.S.I.C.

1er Sujet

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES TRANSFERTS THERMIQUES
DANS UN FOUR A PLASMA HAUTE FREQUENCE

2ème Sujet

PROPOSITION DONNEE PAR LA FACULTE

SOUTENUES LE

1970, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

JURY :

M. X. DUVAL	Président
M. P. LE GOFF	} Examineurs
M. J. BASTICK	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551920_0029

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES SCIENCES DE
L'UNIVERSITE DE NANCY POUR L'OBTENTION
DU TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR JACQUES CHEYLAN

Ingénieur E.N.S.I.C.

1er Sujet

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES TRANSFERTS THERMIQUES
DANS UN FOUR A PLASMA HAUTE FREQUENCE

2ème Sujet

PROPOSITION DONNEE PAR LA FACULTE

SOUTENUES LE

1970, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

JURY :

M. X. DUVAL

Président

M. P. LE GOFF

M. J. BASTICK

}

Examineurs

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES TRANSFERTS THERMIQUES
DANS UN FOUR A PLASMA HAUTE FREQUENCE



M. S. DUBAI
M. S. DUBAI
M. S. DUBAI

ANNEE SCOLAIRE 1969/70

DOYEN : M. AUBRYASSESEUR : M. GAYDoyens honoraires : MM. CORNUBERT - ROUBAULT -Professeurs honoraires : MM. RAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JOLY - LAPORTE - EICHBORN -
CAPELLE - GODEMENT - DUBREIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE - LONGCHAMBON - LETORT - DODE -
GAUTHIER - GOUDET - OLMER - CORNUBERT - CHAPELLE - GUERIN - WAHL -Maîtres de Conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET - Mle MATHIEU -PROFESSEURS

MM.

ROUBAULT	Géologie	GAYET	Physiologie
VEILLET	Biologie Animale	HADNI	Physique
BARRIOL	Chimie Théorique	*BASTICK	Chimie
BIZETTE	Physique	DUCHAUFOR	Pédologie
GUILLIEN	Electronique	GARNIER	Agronomie
LEGRAS	Mécanique Rationnelle	NEEL	Chimie Organique Industrielle
BOLFA	Minéralogie	BERNARD	Géologie Appliquée
NICLAUSE	Chimie	*CHAMPIER	Physique
FAIVRE	Physique Appliquée	*GAY	Chimie Biologique
AUBRY	Chimie Minérale	STEPHAN	Zoologie
COPPENS	Radiogéologie	*CONDE	Zoologie
DUVAL	Chimie	*WERNER	Botanique
FRUHLING	Physique	EYMAR	Calcul Différentiel & Intégral
HILLY	Géologie	LEVISALLES	Chimie Organique
LE GOFF	Génie Chimique	FELDEN	Physique
SUHNER	Physique Expérimentale	*GOSSE	Mécanique Physique
CHAPON	Chimie Biologique	*DAVOINE	Physique (ENSMIN)
HEROLD	Chimie Minérale Ind.	HORN	Physique (1er cycle)
SCHWARTZ B.	Exploitation Minière	*ROCCI	Géologie
MALAPRADE	Chimie	DELPUECH	Chimie Physique
*MANGENOT	Botanique		

N ... Chimie Biologique
N ... Mécanique Appliquée
N ... Analyse Supérieure
N ... Méthodes Mathématiques de la Physique
N ... Mécanique Rationnelle

(★) Professeur titulaire à titre personnel

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mme BASTICK	Chimie P.C. EPINAL	BALESDENT	Thermodynamique, Chimie Appliquée (ENSIC)
MM GUDFIN	Physique	BLAZY	Minéralogie Appliquée (ENSG)
VUILLAUME	Psychophysiologie	JANOT	Physique P.C. EPINAL
FRENTZ	Biologie Animale	CACHAN	Entomologie Appliquée (ENSA)
MARI	Chimie (ISIN)	JACQUIN	Pédologie et Chimie agricoles
AUROUZE	Géologie	MAINARD	Physique M.P.
DEVIOT	Physique du Solide	MARTIN	Chimie P.C.
FLECHON	Physique P.C.	PAULMIER	Mécanique Expérimentale
Mle HUET	Mathématiques C.B.G.	PROTAS	Minéralogie
VIGNES	Métallurgie		
JURAIN	Géologie C.B.G.		

MAITRES DE CONFERENCES

MM JOZEFOWICZ	Physico-Chimie	GERL	Physique (ENSEM)
RIVAIL	Chimie Appliquée (CUCES)	ROQUES	Chimie Minérale
VILLERMAUX	Génie Chimique	FERRIER	Mathématiques
METCHE	Biochimie Appliquée (Brasserie)	GILORMINI	Mécanique (ISIN)
PAIR	Mathématiques Appliquées	DEXHEIMER	Botanique
BAUMANN	Physique 1er cycle	CASTRO	Chimie Organique
DURAND	Physique	N...	Mécanique des Fluides (ISIN)
GRANGE	Physique (ISIN)	N...	Mathématiques
DEPAIX	Probabilités et statistiques	N...	Mathématiques P.C.
BAVEREZ	Chimie (ENSIC)	N...	Mathématiques C.B.G.
CHAMBON	Exploitation Minière (Mines)	N...	Physiologie Animale
HUSSON	Physique (ENSEM)	N...	Mathématiques M.P.
WEISSLINGER	Physique	N...	Chimie Organique
		N...	Chimie (ENSIC)
		N...	Mathématiques

CHARGES D'ENSEIGNEMENTS

MM. AMARIGLIO - COEURE - DAVRAINVILLE - GIRARDEAU - HILLY - MAURIN - NOVERRAZ - OVAERT - RUYER - WEBER -

A MES PARENTS

A MA FEMME

A MON MAITRE

Monsieur le Professeur P. LE GOFF
Directeur du Centre de Cinétique
Physique et Chimique
et
du Laboratoire de Génie Chimique

AVANT-PROPOS

Je veux exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur P. LE GOFF pour les enseignements et les conseils qu'il n'a cessé de m'apporter. Le dynamisme scientifique et l'esprit critique dont il m'a montré l'exemple en dirigeant ce travail ont été essentiels pour la formation à la recherche que j'ai pu acquérir au Centre de Cinétique.

Je remercie Monsieur le Professeur X. DUVAL d'avoir bien voulu accepter la présidence de mon jury d'examen. Monsieur le Professeur J. BASTICK, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques a bien voulu accepter de faire partie de ce jury, je tiens à l'en remercier.

Ma gratitude va également à l'Institut Français du Pétrole qui a bien voulu m'accorder une bourse pendant toute la durée de ce travail.

Enfin, je garde le meilleur souvenir de tous ceux qui, par leur collaboration, ont aidé à l'aboutissement de ce travail. En particulier A. LEMOINE pour tous les échanges de vue qui ont jalonné ces trois ans ; J.P. DAUVERGNE qui a bien voulu me faire profiter de sa grande expérience dans le domaine des plasmas à haute-fréquence ; F. STACHOWIACK qui a ouvert la voie des mesures photographiques. Je remercie enfin l'équipe technique du laboratoire dont la grande compétence m'a été précieuse, en particulier Messieurs J.P. MIHE, G. PIQUARD, G. ROUSSEL pour leur assistance sympathique et efficace.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Les besoins récents de la technologie ont amené le développement de nouvelles sources de chaleur atteignant des niveaux d'énergie supérieurs aux limites imposées par les sources classiques. Si l'on exclue les dispositifs transitoires (décharges pulsées, tubes à onde de choc, explosion de filament, ...), ces nouvelles sources, dans leur principe, utilisent l'énergie dissipée par un courant dans un conducteur gazeux qui, aux niveaux de températures envisagés, et sous certaines conditions (31), est un milieu particulier appelé plasma.

Les milieux plasmas ont un intérêt important relativement aux opérations physico-chimiques qui intéressent le Génie Chimique. On peut, en effet, considérer les plasmas, sous plusieurs aspects, comme milieu réactionnel. Tout d'abord et quel que soit le type d'opération envisagé, les composants du plasma peuvent être des espèces neutres (c'est à dire porteurs d'énergie seulement), des intermédiaires pour une réaction ou bien être présents dans les produits finalement extraits du milieu. Ceci étant, on peut considérer plusieurs types de processus.

- Les opérations en phase homogène où l'on s'intéressera particulièrement aux températures et compositions locales du milieu. Des résultats pratiques intéressants ont été obtenus, citons par exemple la fabrication d'acétylène par craquage du méthane (47,48,49). Cependant, aux températures atteintes, c'est souvent au cours du refroidissement que se forment les produits recherchés et l'étude des phénomènes de trempe gazeuse est étroitement liée à celles des processus homogènes dont l'application semble n'être envisagée que dans certains cas spécifiques (50,51,52).

- Les opérations en phase hétérogène où l'on verra à déterminer les processus physiques de transfert de chaleur, matière et quantité de mouvement entre le plasma et l'autre phase, en général solide, qui s'y trouve plongée. Selon le but recherché, les auteurs ont étudié :

- le transfert de chaleur entre un plasma et une paroi qui peut le contenir ou lui être opposée (20,22,30,...). Dans ce dernier cas, on retrouve les conditions d'utilisation des jets de plasma en soudure ou découpage ;

- le transfert de chaleur entre un plasma et un solide pulvérulent en mouvement dans le jet (35,44,31,28,38). Ces conditions sont celles de la projection de revêtements réfractaires sur les surfaces ou de la croissance de monocristaux (46,53). Cependant, certaines techniques de mesure des grandeurs indispensables à une bonne compréhension des processus de transfert paraissent insuffisantes ;

- le transfert de chaleur entre un plasma et un solide de forme particulière (demi-sphère, cylindre, ...) placé dans l'écoulement. Là encore les techniques de mesure transitoires adoptées par les auteurs sont parfois d'une signification discutable (14,24) ;

- peu ou pas d'étude ont été menées lorsque les deux phases ne sont pas neutres chimiquement.

- Les opérations mixtes : citons l'étude complète (31) de la sublimation et de la condensation de vapeur d'oxydes réfractaires dans un plasma qui était selon le cas, chimiquement neutre ou actif vis-à-vis des solides injectés sous forme pulvérulente.

CHOIX DE NOTRE PROGRAMME

Nous voyons par cet examen très sommaire, des centres d'intérêt qui se sont fait jour au sujet des opérations en phase hétérogène, que de nombreuses études restent à entreprendre ou à poursuivre.

Par ailleurs, parmi les dispositifs générateurs de plasma stationnaires à la pression atmosphérique (arc électrique stabilisé, chalumeau à plasma d'arc, ...) le four à plasma inductif dont nous disposons, présente quelques avantages qui nous paraissent essentiels :

- les dimensions du plasmoïde sont relativement grandes ;
- aucune électrode n'est en contact avec le plasma ;
- l'écoulement est confiné dans une enceinte transparente.

Ces caractéristiques en font un dispositif intéressant pour réaliser une opération physico-chimique dans un milieu à haute température.

Puisque même les processus les plus simples sont mal connus dans un tel milieu, nous nous sommes préoccupés du transfert de chaleur à un solide immergé dans un plasma. Cette étude et la mise au point des techniques de mesure associées, dans le cas où le plasma est neutre chimiquement vis-à-vis de la phase solide, nous a semblé un préalable nécessaire à l'étude plus générale d'une réaction gaz-solide.

Après avoir dans le chapitre II caractérisé notre four par certains paramètres principaux, nous nous sommes attachés, dans le troisième chapitre, à développer une méthode rapide de mesure des températures locales dans le plasma et à en interpréter les résultats par un modèle de dissipation de l'énergie.

Le quatrième chapitre a pour objet de décrire, à partir des résultats précédents, à l'aide de modèles du four ou de correlations empiriques, le traitement thermique subi par des barreaux cylindriques placés dans un écoulement de plasma.

Enfin, dans le cinquième chapitre, nous nous sommes proposés de mettre au point de nouvelles techniques de mesure permettant d'atteindre l'en-

thalpie acquise par des grains d'oxyde réfractaire traversant le plasma ainsi que leur vitesse locale. Nous verrons que ces mesures amènent à une interprétation relativement simple de l'échauffement subit par un solide en mouvement dans le four.

CHAPITRE II

APPAREILLAGES FIXES

Les appareillages fixes comprennent essentiellement :

- le four à plasma
- les alimentations en gaz et en énergie et leurs dispositifs de réglage

2.1 - LE FOUR A PLASMA

Le four à plasma que nous utilisons est du type inductif. Le principe en est dû à BABAT (1) mais il a fallu attendre les travaux de REED (2) aux Etats Unis et de COLLONGUES et REBOUX (3) pour que ce mode de génération de plasma devienne accessible couramment. REBOUX (4) a détaillé la technologie de l'ensemble et nous nous limiterons à un bref rappel des éléments constitutifs de notre appareil.

2.1.1 - Le générateur de courant haute fréquence

Le générateur dont nous disposons est du type STEL (120 62 PL). La puissance disponible au niveau de l'inducteur s'étage, par le jeu d'un auto-transformateur GEORGIN, entre 7 et 15 kw pour des fréquences comprises entre 4 et 11 MHz dans des conditions normales d'utilisation.

2.1.2 - L'enceinte à décharge (figure II.1)

L'enceinte est constituée de trois tubes concentriques ouverts à une extrémité et reliés à une tête d'alimentation par des joints toriques.

La tête d'alimentation est une pièce métallique qui comporte les arrivées tangentielles de gaz plasmagène et les passages étanches des pièces mobiles dans le four.

L'ensemble des tubes se compose, en partant de l'extérieur, d'un tube ($\emptyset = 35\text{mm}$) de verre pyrex, d'un tube de silice ($\emptyset$ int. 25 mm ; $\emptyset$ ext. 29 mm) de longueurs sensiblement égales (20 cm) et d'un tube plus court, fermé, en silice. Les deux espaces annulaires ainsi ménagés servent, le premier pour la circulation de l'air de refroidissement du four, le second pour l'introduction du gaz. Le tube intérieur se termine à environ deux centimètres du haut des spires et sa position est réglable en hauteur par un système coulissant.

2.1.3 - L'inducteur

Il est constitué par un enroulement de 4 spires de cuivre, refroidies par une circulation d'eau, placées à l'extérieur du jeu de tube et coaxialement à l'ensemble.

Une électrode en tungstène reliée à la masse provoque par effluve l'abaissement de résistivité électrique du gaz nécessaire à l'amorçage. Lorsque la décharge est établie, elle s'entretient d'elle même et cette électrode mobile est alors retirée...

L'ensemble du four (figure II.2) est porté par un châssis métallique comportant les réglages nécessaires au positionnement et au centrage aussi rigoureux que possible des différents éléments décrits ci-dessus.

2.2 - LES ALIMENTATIONS EN GAZ ET EN ENERGIE ET LEURS REGLAGES

Le gaz, essentiellement de l'argon dans notre cas, est prélevé dans une bouteille du commerce et passe dans un débitmètre à capillaire (0 - 60 l/mn) sous une pression constante de 1 atmosphère.

Le repérage de la puissance dissipée au niveau de l'inducteur se fait par la mesure de la tension et du courant anode de la triode oscillatrice, et sous forme de courant grille, de la tension de polarisation de celle-ci. La connaissance de ces trois grandeurs pour un état déterminé du circuit électrique dans lequel est inclu l'inducteur, caractérise un point de fonctionnement électrique de l'ensemble.

2.3 - CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DU FOUR CHOISI

Dans le cadre des caractéristiques générales décrites ci-dessus, nous nous sommes attachés à déterminer les paramètres géométriques du four de façon à obtenir un écoulement de gaz plasma stable dans une gamme de variation suffisamment étendue des paramètres d'action soit : puissance, débit et nature du gaz. En particulier, nous avons tenu, afin de pouvoir travailler dans des conditions comparables, à ne pas devoir agir, lors du changement d'un de ces paramètres, sur l'état du circuit électrique dont fait partie l'inducteur. Aussi la gamme de fonctionnement que nous donnons n'est elle pas très étendue mais elle nous assure d'avoir un ensemble de mesures tout à fait comparables.

Débit de gaz	20 à 60 l/mn
Gamme de puissance consommée	10 à 20 kw
Pourcentage d'azote introduisible	8 % en volume

Par ailleurs, la présence du tube de silice intérieur au four nous a permis de mieux stabiliser le jet et surtout de l'allonger en amont de l'inducteur en nous rapprochant ainsi plus d'un écoulement laminaire du gaz ionisé.

2.4 - MESURES SUR LE PLASMA

Dans cette partie, nous présentons un ensemble de mesures sur le plasma. Nous verrons dans les parties IV et V que ces mesures ont autant pour but de caractériser les points de fonctionnement choisis que d'atteindre ou de justifier

des grandeurs nécessaires dans la suite. Nous présenterons donc ces mesures sans autre préalable.

2.4.1 - Mesure de fréquence du courant dissipé

Des considérations théoriques (5) qui ont été bien exposées en particulier par GALTIER (6) dans sa thèse, amènent à définir pour chaque gaz une fréquence optimale du courant pour laquelle la puissance induite dans le gaz est maximale

$$f_{\text{opt}} = 1,15 \cdot 10^8 \frac{\rho}{d^2}$$

où f est la fréquence en Hz
 ρ " la résistivité en $\Omega \cdot \text{cm}$
 d " le diamètre du plasma en cm

On trouve par exemple $f_{\text{opt}} = 2,2 \text{ Hz}$ pour un plasma d'argon de diamètre 1,5 cm dans notre cas. Différents auteurs (8, 14, 27) mentionnent que la fréquence la plus favorable est légèrement supérieure à cette valeur optimale de sorte que la connaissance de cette grandeur nécessite une mesure effectuée à l'aide d'une boucle de conducteur placée dans le champ induit et reliée à un oscillographe cathodique à court temps de balayage. On voit sur le tableau I que les valeurs effectives sont à la fois insensibles à la puissance et au débit de gaz plasmagène.

TABLEAU I

Puissance dissipée KW	Puissance absorbée KW	Fréquence MHz	Débit Ar l/mn
4	0	4,3	0
9,75	4,9	4,2	45
13,9	7,7	4,3	45
12	5,7	4,3	45
13,6	7,4	4,2	45
9,75	4,9	4,3	60

Ceci revient à dire que la charge que l'on impose à l'inducteur ne réagit pas, dans les limites de précision de la mesure, sur le circuit électrique antirésonnant dans lequel est inclu l'inducteur. La fréquence sera donc considérée dorénavant comme une constante dans toutes les expériences dans lesquelles, par ailleurs, nous n'avons pas modifié le circuit électrique.

2.4.2 - Puissance absorbée

Nous avons mentionné plus haut (2.2) que le repérage de la puissance dissipée se fait par le produit de la tension et du courant anode pour une valeur du courant grille. Cette mesure étant effectuée au niveau de la triode oscillatrice ne présume en rien de la puissance absorbée par le plasma. Pour connaître cette grandeur on reproduit artificiellement l'effet du plasma sur le circuit de l'inducteur en remplaçant le four par un calorimètre conique (fig. III-0) en fer doux dont l'enfoncement dans l'inducteur rétablit le point de fonctionnement électrique repère avec plasma en marche. L'énergie est alors dissipée dans l'eau qui circule dans cette pièce et un bilan thermique permet d'atteindre la puissance absorbée. Notons que cette énergie ne se retrouve pas entièrement dans le plasma qui en dissipe une partie vers les parois du four par conduction-convection et vers l'extérieur sous forme de rayonnement. Plusieurs auteurs (14,28) ont mesuré ces différents termes et s'accordent à dire que la part du rayonnement est d'environ 7 à 15 % de la puissance absorbée pour 40 % écoulee aux parois. Le tableau (I) présente les puissances absorbées pour les points de fonctionnement adoptés au cours de nos mesures.

2.4.3. - Mesure d'enthalpie spécifique locale et de température du plasma

La connaissance des profils de température a été un des premiers problèmes que semblent s'être posés les utilisateurs des sources de chaleur que constituent les fours ou chalumeaux à plasma. Les mesures les plus communément effectuées sont essentiellement optiques. A ce sujet VALENTIN (7) ou GRIEM () ont très bien exposé les différentes méthodes de spectrographie d'émission soit la mesure :

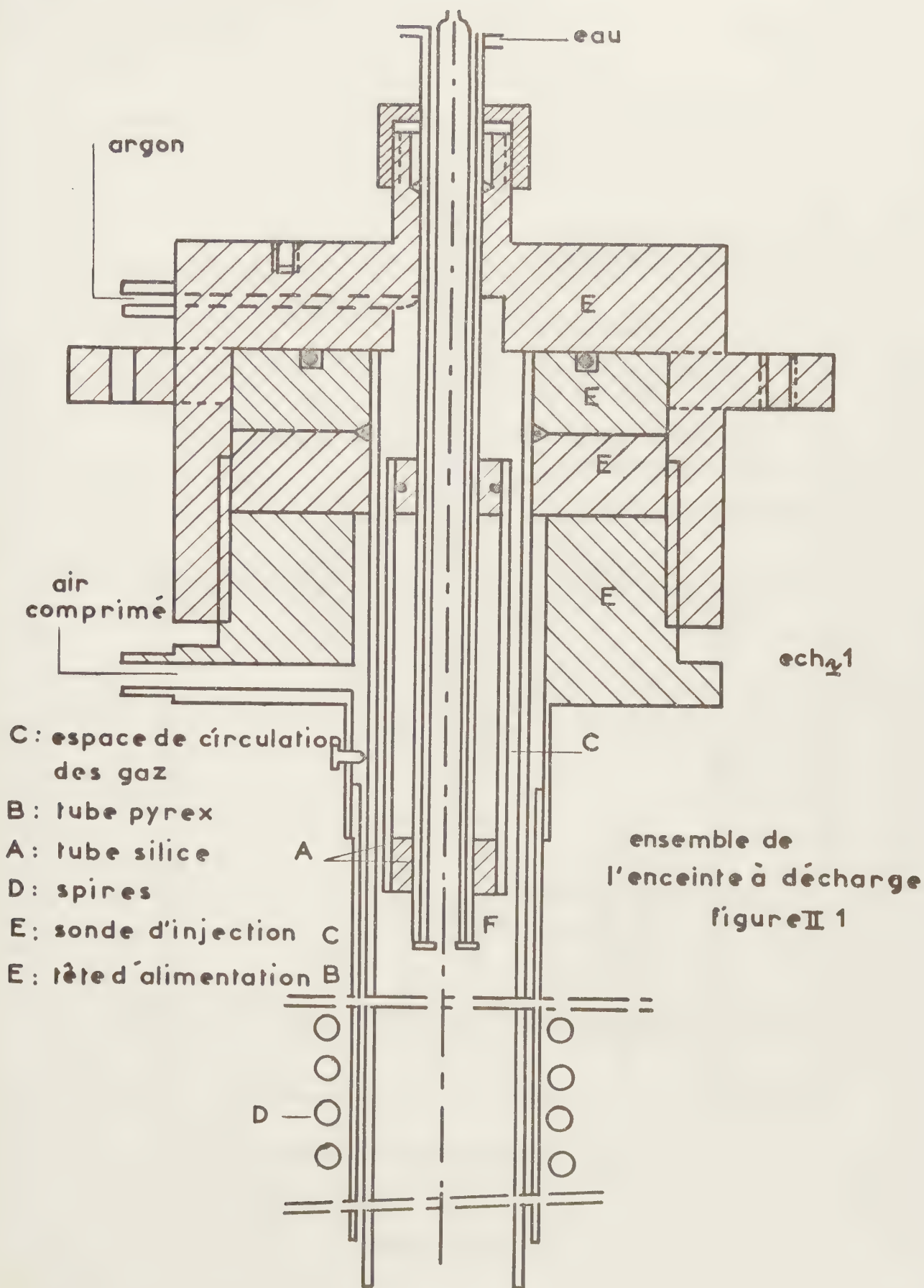
- d'intensité des raies
- d'intensité du fond continu
- d'élargissement de raie par effet Stark
- du maximum d'intensité d'une raie

Selon la méthode employée on atteindra la température d'excitation, la température électronique ou la température d'ionisation. Pour pouvoir parler de température locale du plasma il faut que ces grandeurs soient identiques et égales à la température des espèces neutres, ce qui revient à dire que l'équilibre thermodynamique local doit être réalisé. Certains auteurs ont comparé les résultats de mesure par différentes méthodes et ont montré que cet équilibre local était sensiblement réalisé dans un écoulement de plasma d'argon produit par décharge ; H.F. MOLINET (8) a chiffré approximativement l'écart entre la température électronique et celle des neutres à 500°K dans la zone axiale du plasma.

On peut donc conclure de cette analyse bibliographique très sommaire que l'on sait mesurer des températures locales dans les plasmas HF et que l'on peut valablement supposer l'équilibre d'ionisation ; on peut donc atteindre à partir des températures les valeurs de l'enthalpie spécifique locale si l'on applique au plasma d'argon considéré l'équation d'état des gaz parfaits ce qui a été justifié par SY (9). On dispose pour le passage de la température à l'en-

thalpie de tables (10). A l'inverse on peut donc imaginer que la mesure de l'enthalpie spécifique locale conduira aux valeurs de la température moyennant les mêmes hypothèses.

Cette méthode est exposée dans le chapitre suivant.



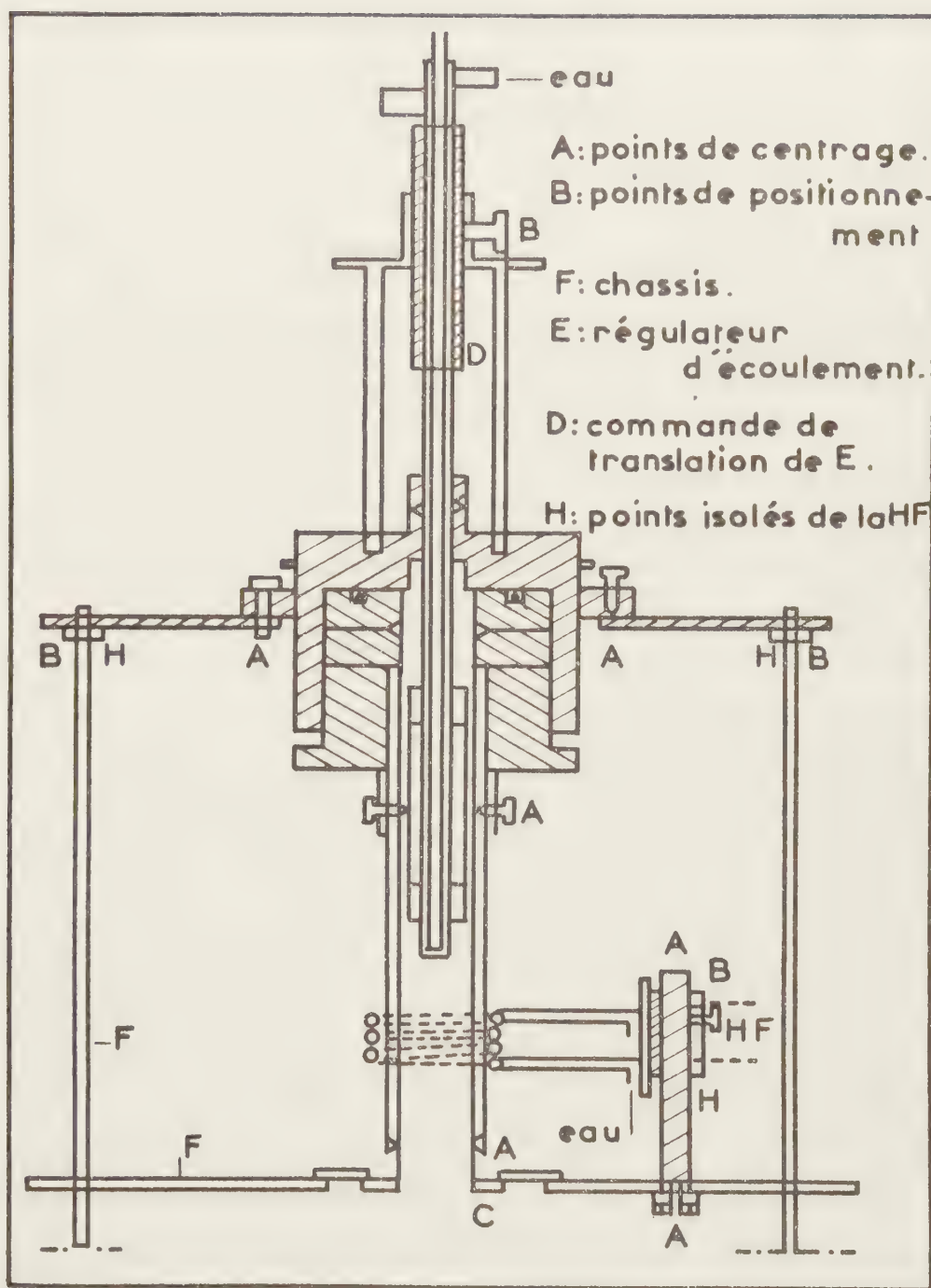


Schéma d'ensemble du four (échelle -
non respectée)

figure.II.2.

CHAPITRE III

MESURE D'ENTHALPIE SPECIFIQUE

3.1 - PRESENTATION DE LA METHODE

Les méthodes optiques dont nous venons de parler sont sûres mais elles sont longues et délicates à mettre en oeuvre. Au contraire, nous demanderons à une mesure d'enthalpie spécifique d'être d'exécution rapide quitte à perdre éventuellement un peu sur la précision des résultats.

Des mesures directes par sonde calorimétrique ont été proposées par GREY et Coll. (11) : il s'agit de mesurer l'excès de chaleur reçue par une sonde tubulaire refroidie, immergée dans le plasma, lorsque l'on aspire à travers cette sonde une quantité connue de plasma. Des résultats obtenus sur un jet libre turbulent de gaz ionisé (11) ou sur un jet laminaire (11) sont en excellent accord avec des mesures comparatives effectuées à l'aide de sonde électrostatique de LANGMUIR (11) ou par spectrographie (13).

A la suite de ces travaux, CHLUDZINSKY (14) a tenté d'appliquer cette méthode au jet lent et confiné d'un plasma haute fréquence. La comparaison de ses résultats avec des mesures spectrographiques effectuées par ailleurs, donne des enthalpies trop faibles de 50 % dans certains cas. CHLUDZINSKY attribue cet échec au fait que, dans ses conditions expérimentales, le gaz prélevé est issu en grande partie de la couche limite de gaz refroidi, situé entre la sonde et le milieu. Or, on ne sait pas distinguer dans la chaleur reçue la part qui est due au transfert par diffusion qui intervient même sans aspiration, de la part due au transfert barycentrique seule mesurée. Pour qu'une telle mesure ait un sens, il faut que le transfert diffusionnel au voisinage de l'orifice soit négligeable par rapport au transfert barycentrique en ce point. On peut penser que GREY et Coll. opérant sur des jets de plasma d'arc ayant des vitesses jusqu'à 120 m/s, réalisent ces conditions. Pour un plasma haute fréquence, la vitesse de circulation est sensiblement plus faible et il faut la compenser par une plus grande vitesse d'aspiration dans la sonde. Si toutefois une vitesse suffisante n'était pas atteinte, l'enthalpie à mesurer serait déterminée comme la limite asymptotique atteinte par une courbe d'enthalpies spécifiques mesurées à différents débits d'aspiration croissants. Ces quelques remarques se trouvent concrétisées dans la technologie de la sonde que nous avons utilisée.

3.2 - TECHNOLOGIE DE LA SONDE ET TECHNIQUE DE MESURE

Les sondes utilisées par GREY et CHLUDZINSKY étaient formées de trois tubes coaxiaux (fig. III-1) ce qui limite évidemment le diamètre de

l'orifice d'aspiration quand on s'impose un diamètre extérieur de 2,5 mm et que l'on veut cependant faire circuler dans l'espace annulaire un débit d'eau de refroidissement de 1 l/mn. Notre sonde (fig. III-1) est composée de deux tubes dont l'un, intérieur, aplati, ménage deux espaces de circulation d'eau entre ses parois et le tube extérieur.

La communication entre ces deux chambres se fait à l'extrémité de la sonde dans une zone laissée cylindrique. On peut ainsi aspirer par le tube central 0,800 l/mn d'argon prélevé dans le four pour une circulation d'eau atteignant 0,7 l/mn sous 7 kgf/cm^2 de pression en sortie de la pompe d'alimentation. L'ensemble mesure environ 15 cm de haut.

Rappelons, pour mémoire, que la sonde de CHLUDZINSKY permettait une aspiration de 0,24 l/mn d'argon.

Pour atteindre l'enthalpie spécifique, nous mesurons simultanément (fig. III-2) :

- le débit d'eau de refroidissement de la sonde fournie par un surpresseur. Un rotamètre étalonné mesure ce débit. On évalue la moyenne des légères fluctuations par une lecture précise effectuée à l'aide d'une lunette de visée ;

- la différence de température de l'eau entrant et sortant de la sonde par un jeu de deux thermocouples différentiels Fer-Constantan montés en série et reliés à un pont potentiométrique donnant le microvolt ;

- le débit de gaz aspiré par un débitmètre à capillaire et un compteur intégrateur placés au refoulement d'une pompe d'aspiration ;

- la position de la sonde est repérée en hauteur par un cathétomètre et en abscisse radiale par un système micrométrique.

3.3 - RESULTATS ET DISCUSSION

3.3.1 - Résultats

Ceux-ci sont présentés (figures III-3 et III-4) sous forme de profils radiaux et axiaux d'enthalpie spécifique et de température dans le four à différentes côtes axiales repérées sur la figure (III-2). Les valeurs expérimentales figurent sur les tableaux de l'annexe I.

On trouvera sur la figure (III-5) quelques profils radiaux de la littérature pour des fours à induction fonctionnant dans des conditions voisines des nôtres et à la même côte axiale.

Les profils que nous présentons résultent souvent de points moyens, ainsi qu'il est mentionné sur les tableaux de l'annexe I, obtenus soit par plusieurs mesures successives aux mêmes coordonnées, soit par symétrisation d'un profil diamétral obtenu dans une série de mesures à une côte déterminée.

3.3.2 - Discussion

a) La méthode de mesure

La méthode est essentiellement limitée par la dispersion inhérente aux mesures de tension d'un thermocouple ; l'incertitude résultante influe sur la mesure de l'excès de chaleur, relativement faible, dû à l'aspiration du gaz.

Nous avons aussi constaté la difficulté à déplacer la sonde le long d'un diamètre du plasma. La présence d'une paroi froide donne l'impression de repousser légèrement le plasma. Tout centrage préalable de la sonde dans le four est donc illusoire. Pour déterminer l'axe du plasma et permettre le centrage de la sonde, l'image de l'ensemble est formée sur un écran millimétré. Cette procédure permet un centrage rigoureux. Si cette précaution n'est pas prise, on risque d'établir le profil d'enthalpie le long d'une corde de la section droite du plasma. On trouvera en annexe I un exemple de tels profils désaxés, obtenus un peu hâtivement dans le but de tester la reproductibilité des mesures. Seule la courbe 3 de cette figure peut valablement être comparée au profil établi quelque temps auparavant à la même côte (figure (III-3)).

b) Résultats

Plusieurs points semblent confirmer les valeurs de température mesurées à la sonde.

- La forme des profils présentant un minimum sur l'axe a été signalée par tous les auteurs dans la zone de l'inducteur.

- La valeur du maximum de température dans la zone d'induction est de l'ordre de $10\ 700^{\circ}\text{K}$, valeur qui, bien qu'un peu élevée, est confirmée par les données de la littérature (8,15,14,27).

- Le gradient thermique est plus accentué en amont qu'en aval de l'inducteur. Ceci est confirmé par l'allure de la flamme qui s'étend beaucoup plus vers la sortie du four.

Nous présentons sur la figure (III-5) quelques profils radiaux de la littérature établis par spectrographie dans les fours à induction pour des conditions très voisines des nôtres.

Ces courbes illustrent les remarques précédentes. Une simple comparaison visuelle montre que le profil à la côte $Z = 4$, de loin le plus utile dans la suite, est tout à fait vraisemblable.

3.4 - INTERPRETATION DU PROFIL RADIAL DE TEMPERATURE

3.4.1 - Modèle de pénétration de l'énergie

En examinant l'allure des profils mesurés à différentes côtes axiales

on voit que, dans la région de l'inducteur, il existe une zone où les isothermes peuvent être assimilés à des cylindres.

Dans cette zone nous faisons les hypothèses suivantes :

1 - Les surfaces isothermiques sont des cylindres ;

2 - L'écoulement est laminaire. Cette hypothèse se justifie par les valeurs élevées de la viscosité de l'argon aux températures considérées. Les valeurs du nombre de Reynolds sont voisines de 300 pour les conditions moyennes de la zone envisagée.

3 - La dissipation d'énergie H.F. en volume, W a les propriétés suivantes :

$$r > r_2 \quad W = 0$$

$$r \leq r_2 \quad W = W_0 e^{-2/P} e^{2r/Pr_0}$$

expression vraisemblablement approchée mais adoptée par différents auteurs tel REBOUX (4).

p est la profondeur de pénétration en cm.

4 - La dissipation d'énergie volumique par rayonnement, Q a les propriétés suivantes :

$$r > r_2 \quad Q = 0$$

$$r \leq r_2 \quad Q = \text{cte}$$

En fait, Q dépend de la température mais, compte tenu de l'allure des profils de température qui sont assez plats entre r_2 et 0, nous faisons l'approximation $Q = \text{cte}$.

Dans ces conditions, le bilan d'énergie dans un élément de volume cylindrique $2\pi r dr dx$, s'écrit :

$$\frac{d}{dr} (-2\pi r dx \lambda \frac{dT}{dr}) dr = (W-Q) 2\pi r dr dx$$

soit en posant $k = 2/P$, $U = r/r_2$, $dK = \lambda dT$

$$d(-U \frac{dK}{dU}) = (W_0 e^{-k} e^{-ku} - Q) U r_2^2 dU$$

Notons qu'avec ces hypothèses, le débit de gaz plasmagène n'influe pas sur les valeurs des températures. DYMSHITS (15) a constaté expérimentalement ce phénomène dont nous aurons une vérification indirecte au chapitre IV.

3.4.2 - Application du modèle au calcul d'un profil radial de température

En régime stationnaire et par raison de symétrie, le profil de température présente un extrémum sur l'axe, soit un extrémum de K pour $U = 0$.

Après intégration (voir annexe II), en distinguant les deux zones $U = r/r_2 \leq 1$ et $U \geq 1$, on arrive aux expressions suivantes :

.../...

a) $U \leq I$: profil radial dans la zone ionisée

$$K(r) = Q \frac{r_2^2}{4} U^2 - \frac{A}{k^2} \left[e^{kU} - \int \frac{e^{kU}}{U} dU + \text{Log } U \right] + C$$

avec

$$A = W_0 e^{-k} r_2^2$$

C = constante d'intégration

Si l'on pose $V = kU$, il vient :

$$K(V) - K(0) = \frac{Q r_2^2}{4h^2} V^2 - \frac{A}{k^2} \left[e^V - 1 - \sum_{i=1}^{i=n} \frac{V^i}{i!} \right] = \int_{T_0}^T \lambda dT$$

La partie centrale de cette expression a été calculée par ordinateur pour 10 valeurs de $k \in [1;10]$ et 10 valeurs de $U \in [0,1;1]$.

La connaissance de W_0 et Q permet de calculer pour chaque valeur de k et pour chaque point d'abscisse radiale $r_2/10, r_2/5, 3r_2/10, \dots, r_2$, les valeurs de :

$$\int_{T_0}^T \lambda dT$$

Si l'on se donne par exemple T_0 , température sur l'axe, on en déduit le profil radial de température établi dans la zone chaude ($U \leq I$) à partir des valeurs de la fonction :

$$\int_{T_0}^T \lambda dT = f(T)$$

trouvées dans la littérature, (voir annexe VI), et des valeurs de W_0, Q et k .

Nous disposons des trois paramètres W_0, Q, k pour faire coïncider les courbes théoriques et expérimentales.

Cependant chacune de ces grandeurs, par sa signification physique, peut être évaluée. En particulier, la valeur de k doit correspondre à la profondeur de pénétration des courants induits, p . On admet généralement que cette grandeur est donnée par l'expression :

$$p = 5 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{\rho}{f}}$$

où ρ est la résistivité du gaz en $\Omega \cdot \text{cm}$ et f la fréquence du courant induit en MHz.

On calcule avec $f = 4,2$ MHz que la profondeur p ne dépasse pas 0,35 cm pour un plasma d'argon dont le diamètre, mesuré sur l'isotherme 6000°K est de l'ordre de 1,5 cm tel qu'on l'obtient dans une enceinte de diamètre intérieur 2,5 cm. Ceci conduit à $k \sim 6$.

On trouvera en annexe (II) les évaluations de W_0 et Q à partir d'un bilan global de l'énergie reçue et de l'énergie dissipée par rayonnement.

Le résultat du calcul d'un profil radial de température est présenté

.../...

sur la figure (IV-4) où l'on trouve aussi les points expérimentaux déterminés à la côte $z = 4$, dans la zone de l'inducteur.

Les valeurs des paramètres qui assurent la concordance entre les points expérimentaux et théoriques

$$k = 6$$

$$W_0 = 2\,850\text{ W}$$

$$Q = 177\text{ W.cm}^{-3}$$

sont bien compatibles avec les évaluations globales de l'annexe (II).

b) $U \geq I$: profil radial entre le plasma et la paroi du four

Par hypothèse : $W_0 = 0$, $Q = 0$

On peut donc écrire :

$$K(r_2) - K(r) = D \log U$$

En écrivant la continuité de dT/dr pour $U = I$, il vient (voir annexe (II)) :

$$\begin{aligned} K(r_2) - K(r) &= \left[\frac{Qr_2^2}{2} - \frac{A}{k^2} (I + (k-I)e^k) \right] \log U \\ &= -\phi_p r_p \log U \end{aligned}$$

ϕ_p est le flux de chaleur transféré à la paroi située à la distance r_p de l'axe du four.

Cette expression permet, en principe, de compléter le profil de température jusqu'à la paroi. Nous présentons en annexe (II), le profil ainsi complété, obtenu en évaluant directement ϕ_p . En effet, dans la zone froide, la valeur de $K(r_2) - K(r)$ est faible et une imprécision sur le terme entre crochets influe considérablement sur les valeurs de T .

Les profils dans cette zone ne seront pas utilisés dans la suite et nous n'avons pas effectué de mesures comparatives à la sonde dans cette région.

3.5 - CONCLUSIONS AUX MESURES DE TEMPERATURE

3.5.1 - La méthode de sonde calorimétrique

La sonde calorimétrique est à priori d'une mise en oeuvre plus aisée que les techniques spectrographiques.

L'interprétation des résultats ne nécessite que les hypothèses d'équilibre thermodynamique local et de représentativité de l'échantillon de plasma prélevé. Cependant, nous ne pensons pas que dans notre cas, cette technique puisse remplacer des mesures spectrographiques. Bien que la technologie adoptée pour la sonde améliore la signification des mesures, celles-ci restent trop peu précises. De ce fait, la nécessité de nombreuses mesures de

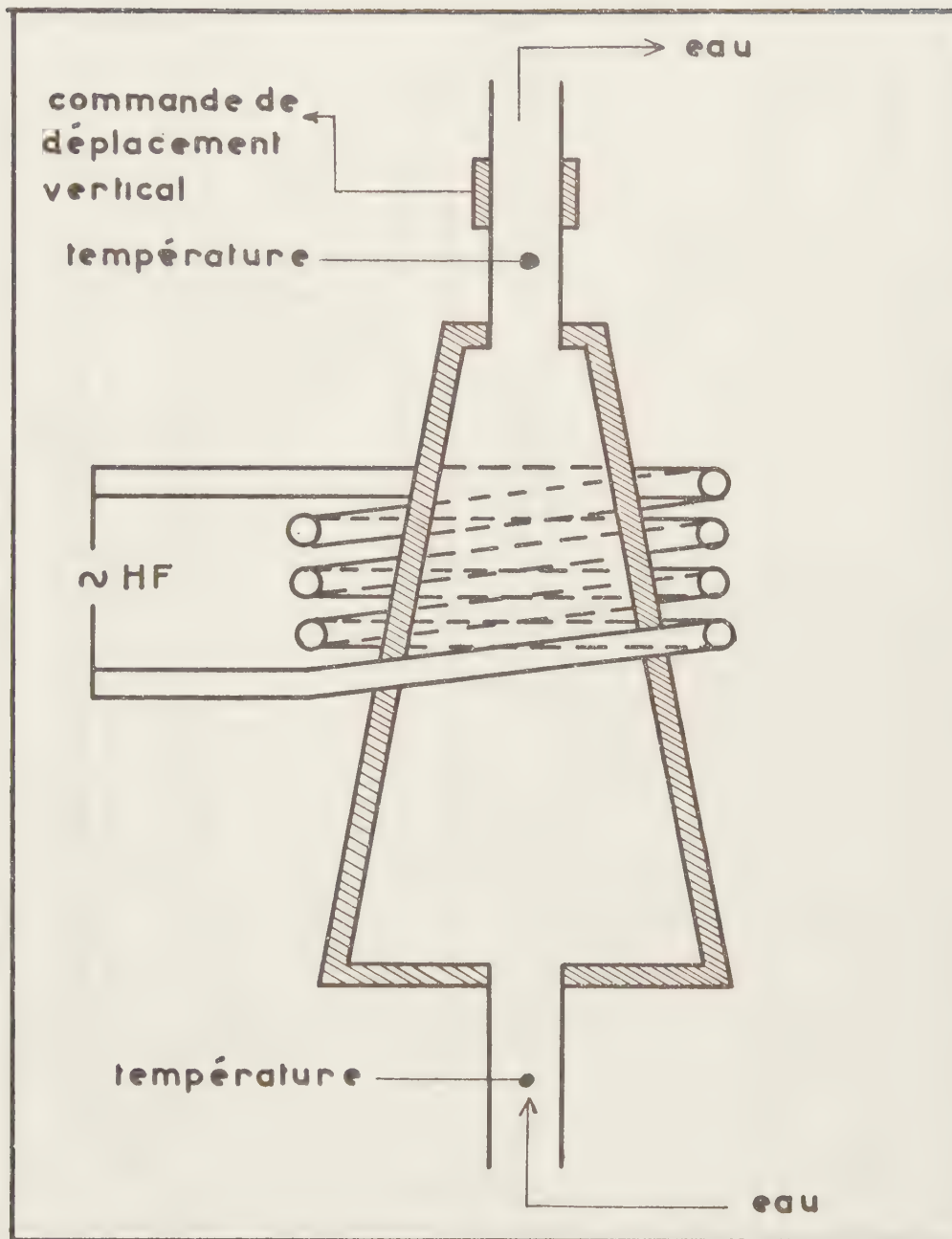
reproductibilité enlève à la rapidité du procédé. Avec ces précautions cependant, les valeurs de températures et d'enthalpies déterminées semblent tout à fait vraisemblables et seront utilisées par la suite.

3.5.2 - Modèle de pénétration de l'énergie induite

Ce modèle, malgré ses hypothèses simplificatrices, conduit au calcul théorique des profils radiaux de température dans la zone à isotherme cylindrique du plasma.

Il met, en outre, en évidence l'influence de divers paramètres dont k , lié à la pénétration du courant. Cette dernière grandeur conditionne l'allure des profils de température ce qui rend d'autant plus intéressante la coïncidence obtenue, (figure IV-5), et pourrait expliquer, parce que liée à la fréquence du courant H.F., la disparité relative des résultats mentionnés dans la littérature.

Enfin, ce modèle en ne mettant pas en évidence l'influence du débit de gaz est en accord avec les résultats expérimentaux (15 et chapitre IV).



Calorimètre de mesure des puissances induites
figure III-0

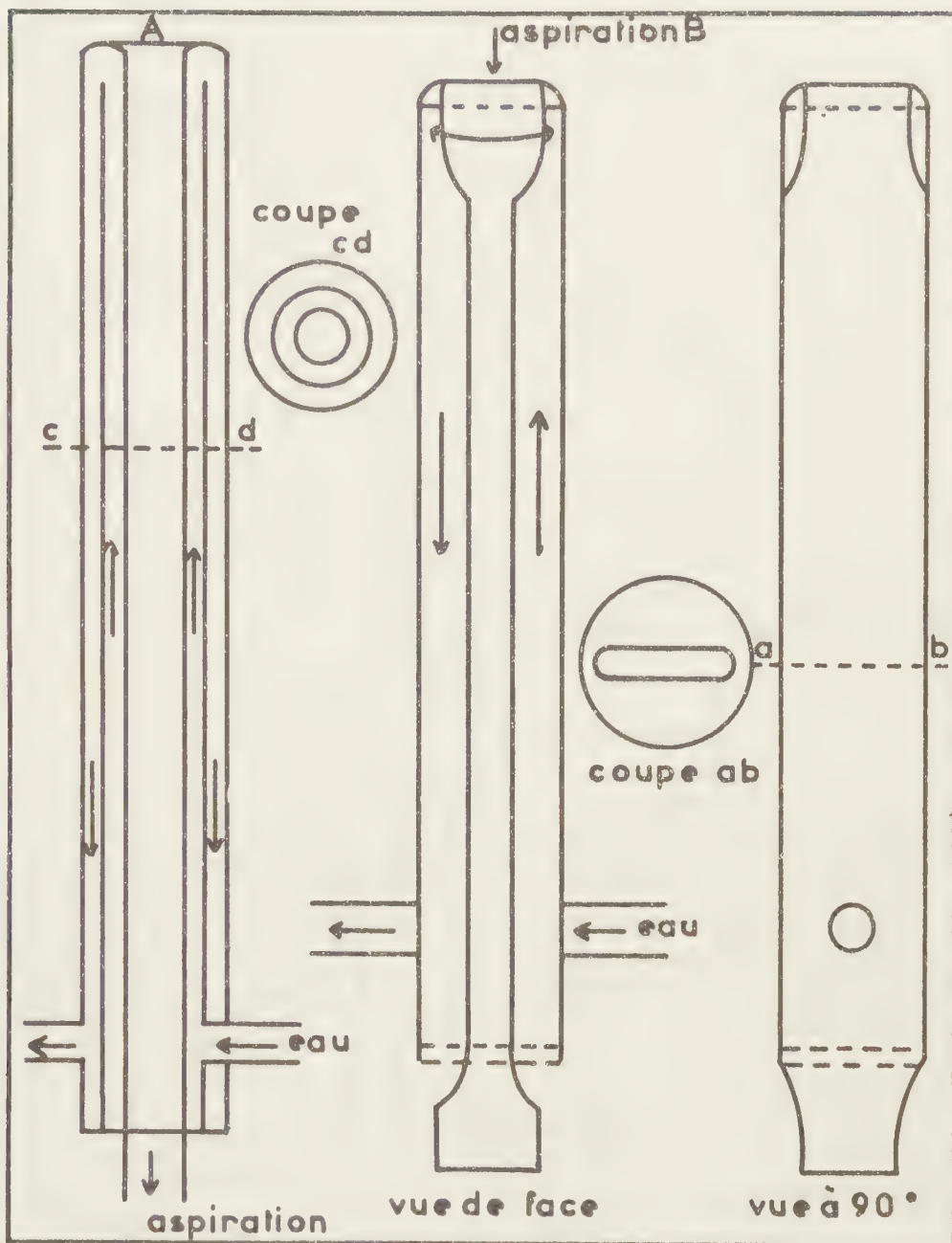
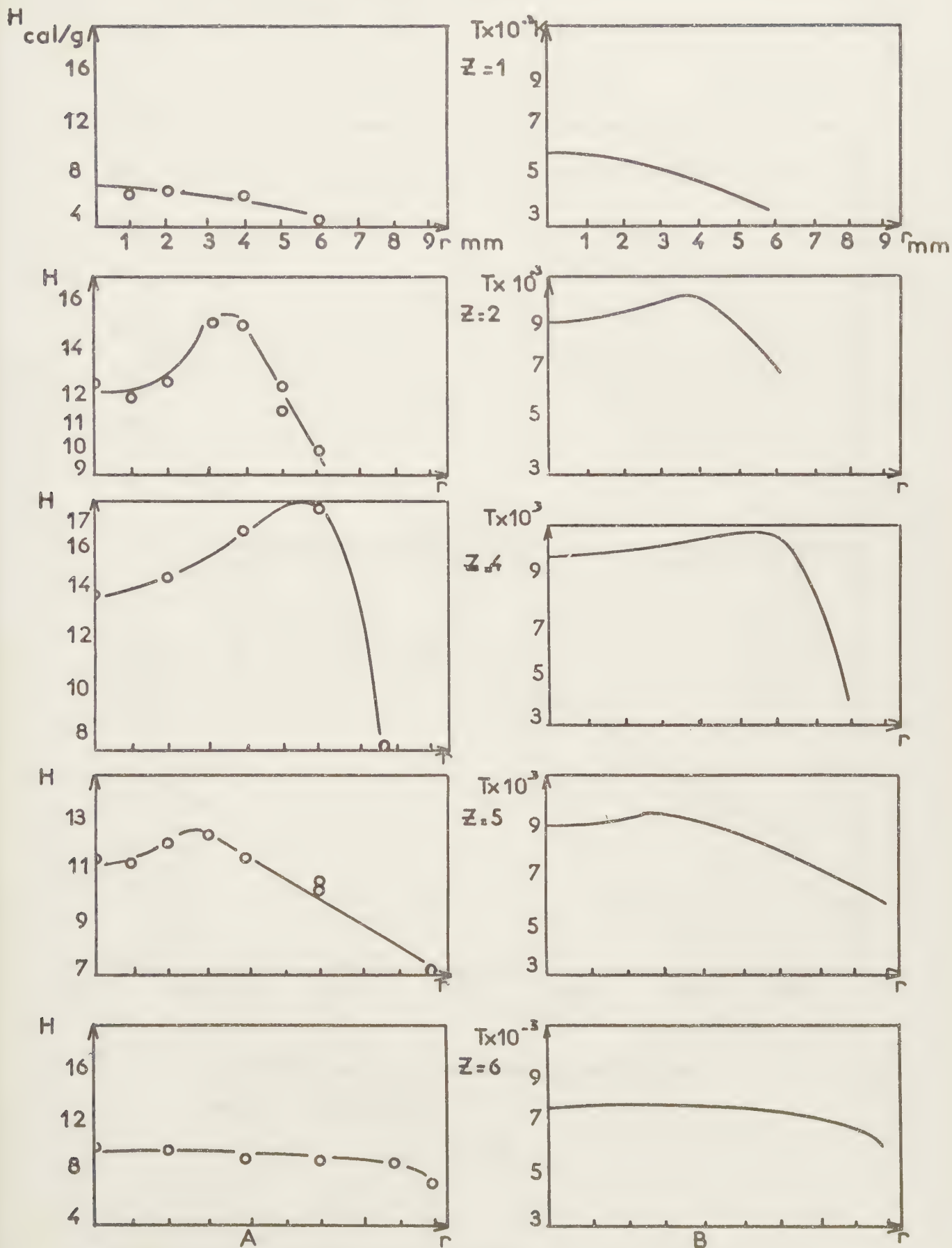


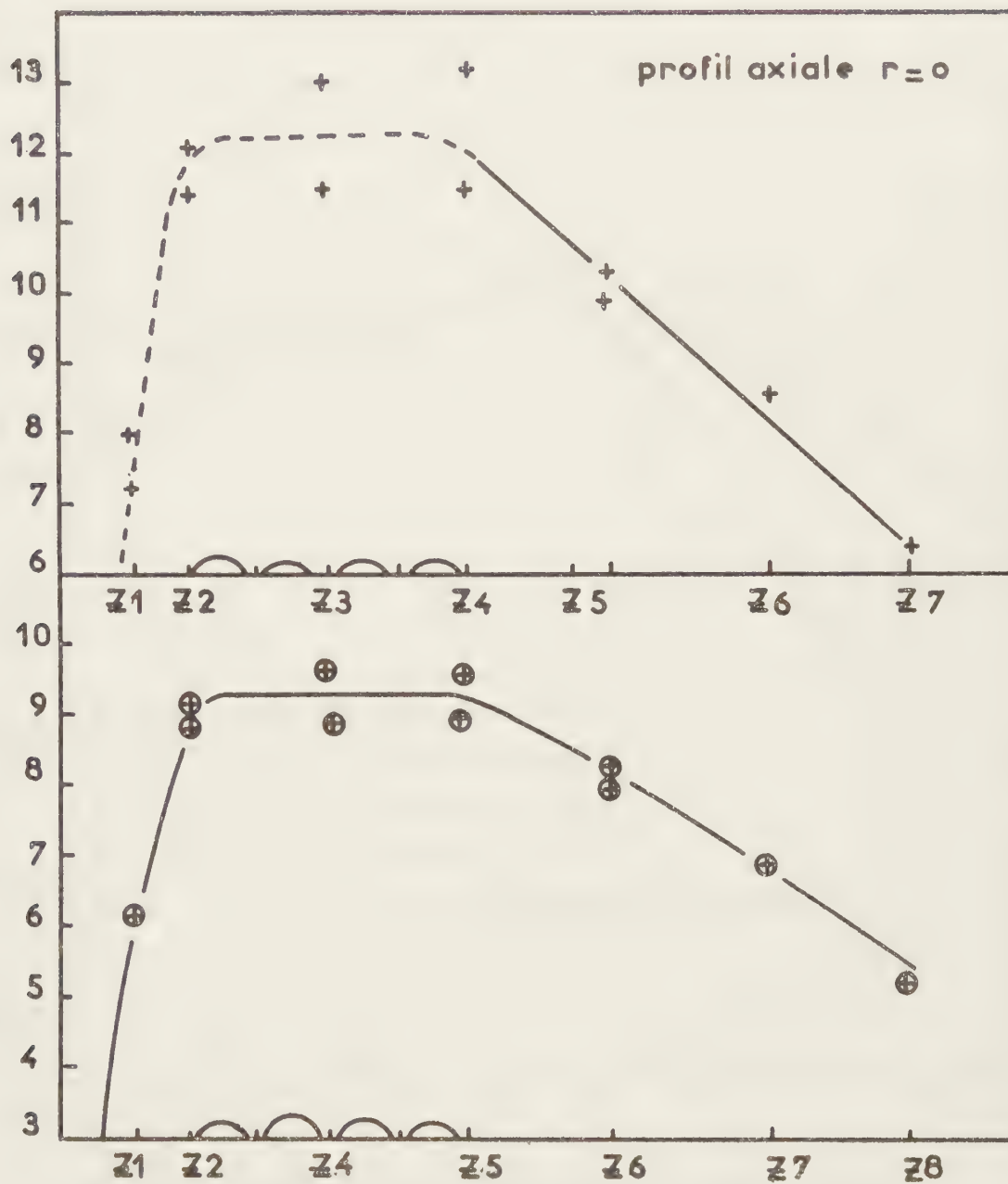
Schéma de principe de la sonde calorimétrique.
 A : type conventionnel à 3 tubes coaxiaux.
 B : type à 2 chambres

Figure.III.1.

Figure.III.3.

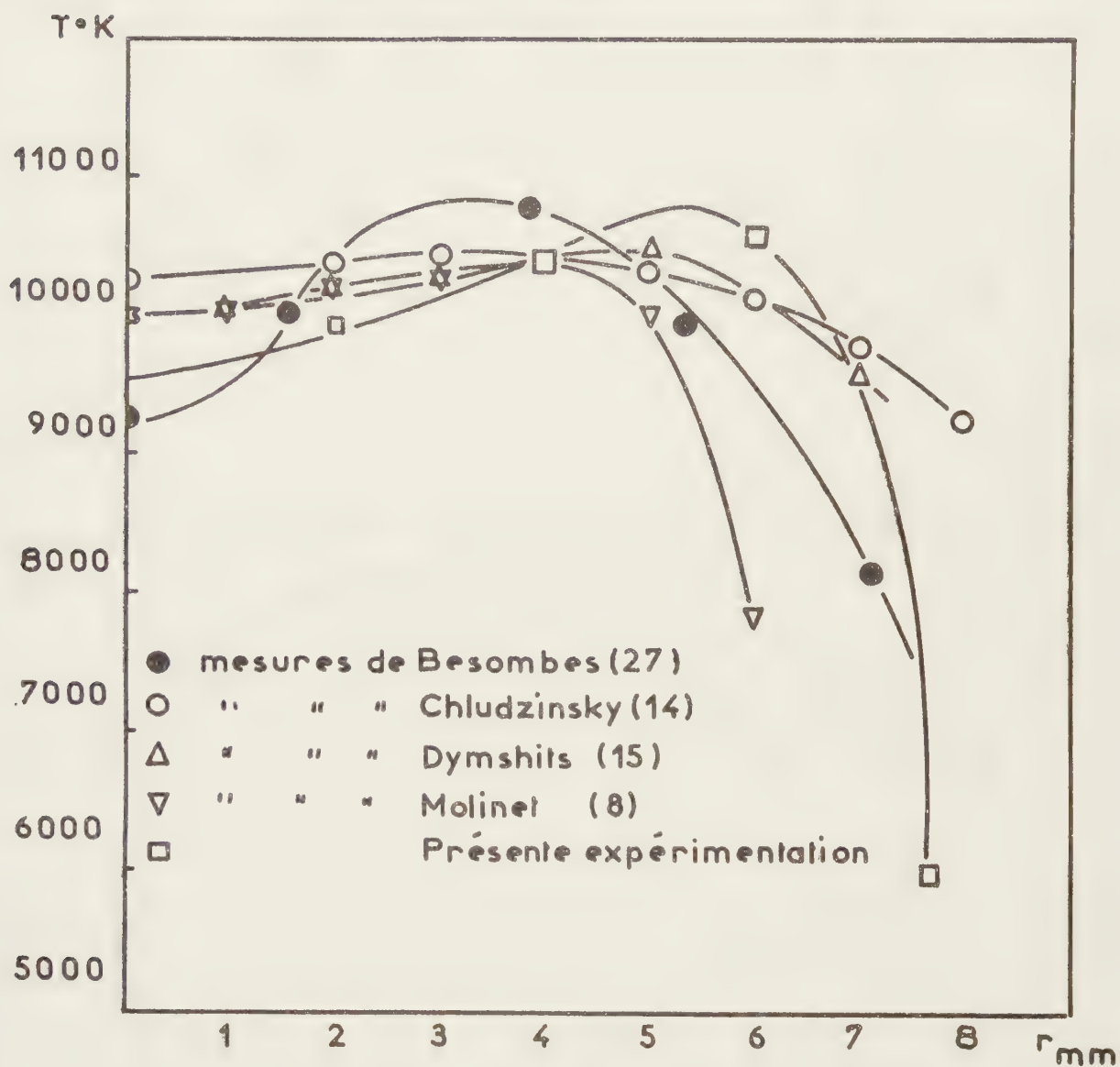


Profils radiaux d'enthalpie spécifique et de température



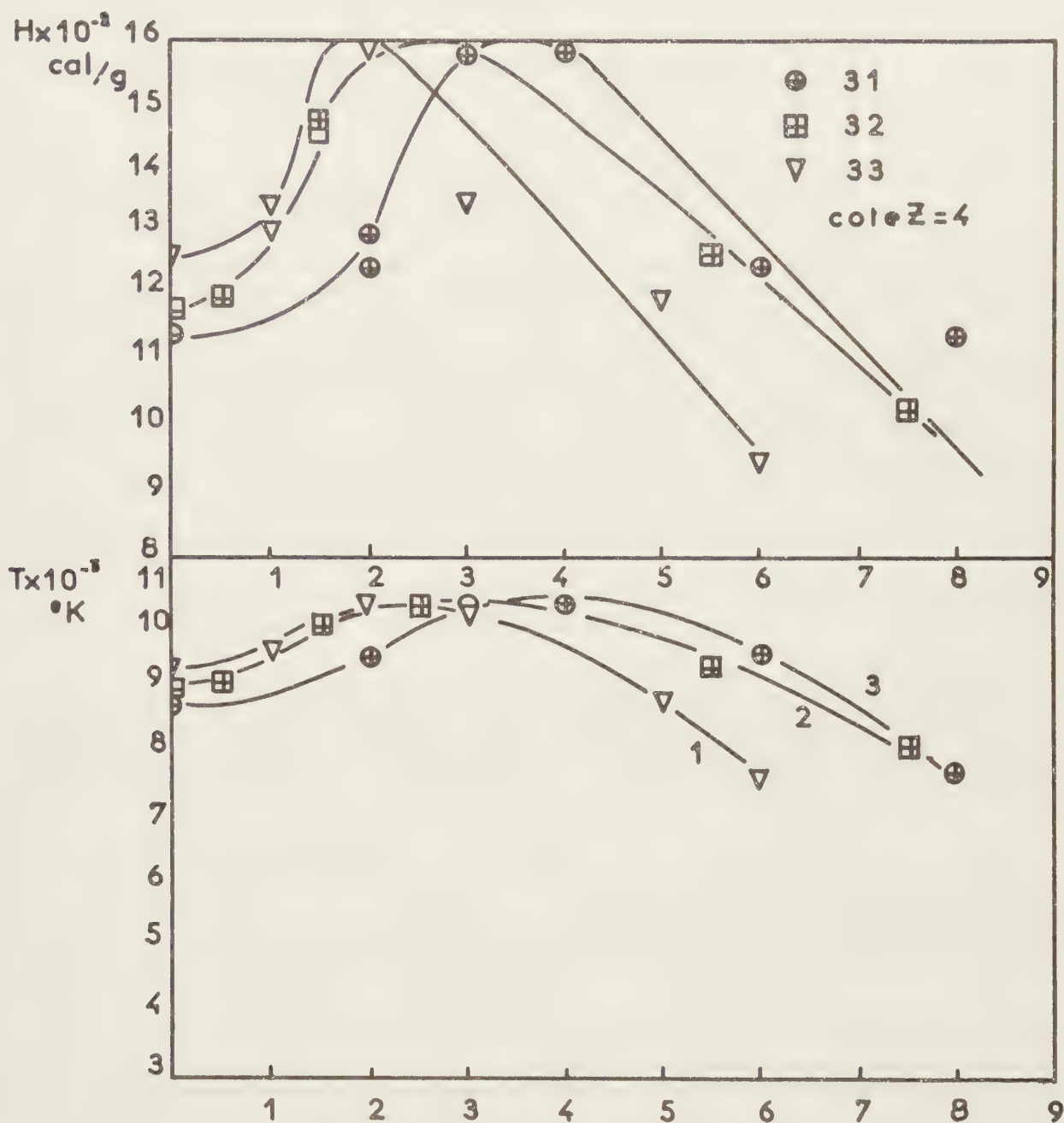
profil axiale d'enthalpie spécifique,
et de température.

figure.III.4.



Profils radiaux de température dans la zone
 d'induction. (cote $Z=4$)

figure:III.5.



Profil radial d'enthalpie spécifique
et de température (sonde désaxée)
.figure.III.11.

CHAPITRE IV

MESURE DE TRANSFERT DE CHALEUR A DES SOLIDES IMMOBILES

4.1 - EXPOSE DU PROBLEME ET BIBLIOGRAPHIE

L'étude du transfert de chaleur entre un gaz ionisé ou dissocié, en écoulement, et une paroi est très complexe car, aux transferts classiques par conduction-convection s'ajoute un terme de transport dû à l'énergie potentielle de recombinaison portée par les espèces instables (ions ou atomes). On conçoit que ce dernier terme dépendra fortement de l'état thermodynamique du gaz dans la couche limite qui s'établit au voisinage de la paroi. Cet état est intermédiaire entre deux cas limites que l'on envisage habituellement.

- si la vitesse de recombinaison homogène des espèces instables est suffisamment grande devant la vitesse d'écoulement diffusif ou barycentrique du gaz vers la paroi, on fait l'hypothèse que le gaz dans la couche limite est en équilibre thermodynamique ;

- si au contraire on admet qu'il n'y a de recombinaison qu'à la paroi, on dira que le gaz est dans un état gelé ou figé.

L'étude des cas intermédiaires qui, le plus souvent, seraient plus proches de la réalité, nécessite la connaissance des mécanismes et surtout des cinétiques de recombinaison des espèces instables. Les études relatives à ce sujet n'ayant pas été très développées on se contente de situer les données expérimentales souvent dispersées, par rapport aux deux cas extrêmes mentionnés.

a) Cas des écoulements très rapides

Lorsqu'un solide immobile est opposé à un courant gazeux très rapide ($5 \text{ à } 50 \cdot 10^3 \text{ m/s}$) on explique les transferts de chaleur anormalement élevés qui sont mesurés par la présence, au voisinage de la paroi, d'espèces dissociées ou ionisées formées dans l'onde de choc.

La théorie que FAY et RIDDELL (16) puis FAY et KEMP (17) ont proposée dans ce cas, pour de l'air en écoulement supersonique, conduit à des valeurs d'un paramètre de transfert ($NU/\sqrt{Re}$) qui sont tout à fait compatibles avec de nombreuses mesures expérimentales, telles celles de ROSE et STANCKEVICS (18).

On montre en particulier, que tant que le gaz est seulement dissocié l'influence de l'état équilibré ou gelé est insignifiante. Par contre, en présence d'espèces dissociées et ionisées, le transfert de chaleur est plus important dans l'hypothèse d'une couche limite figée. FAY et KEMP pensent que dans le cas d'un gaz monoatomique ionisé, on devrait aussi constater le peu d'influence de l'état thermodynamique sur les valeurs du paramètre de transfert. Cependant, CHULPARK (29) a montré, en reprenant la théorie citée, dans le cas

de l'argon, que dès que le pourcentage d'ionisation dépasse 1 % l'hypothèse d'un état gelé conduit à des valeurs du flux de transfert plus élevées qu'en régime équilibré. Là encore les résultats expérimentaux, bien que dispersés, sont limités par les deux cas envisagés.

Les théories que nous venons d'évoquer, qui reposent sur un modèle du gaz diatomique dissocié et ionisé en écoulement rapide, ne sont pas facilement transposables au cas d'un gaz monoatomique ionisé en écoulement lent, à la pression atmosphérique, comme celui qui est produit dans un four à plasma haute fréquence. On notera par exemple que dans les expériences qui ont été citées, le rapport de l'énergie cinétique du gaz à son enthalpie spécifique est de l'ordre de 1 alors que $U^2/2h_g$ est voisin de 3.10^{-4} dans notre cas.

D'autre part, ces théories ont surtout pour but d'expliquer les transferts de chaleur au voisinage du point d'arrêt. Elles semblent difficilement applicables au-delà du point de décollement de la couche limite et ne peuvent guère servir à interpréter un transfert de chaleur global à un solide immergé comme ce sera le cas dans nos expériences.

b) Cas des écoulements lents de gaz ionisés à la pression atmosphérique

Dans ce cas, qui est le nôtre, le gaz ionisé ou dissocié, est généralement issu d'un chalumeau à plasma d'arc ou d'un four à plasma haute fréquence. Les expériences réalisées dans ce domaine sont plus fragmentaires mais on peut cependant distinguer deux catégories assez différentes par leur esprit :

- le jet de plasma n'est qu'une source de gaz ionisé qui alimente un écoulement plus homogène, en général cylindrique. On dispose alors entre les sources et l'écoulement, un éjecteur dont le profil permet de modifier la structure du jet issu de la source. Le gaz ionisé en écoulement a en général une énergie bien plus faible qu'à sa sortie de la source ;

- le jet de plasma est le milieu d'étude. Les mesures de transfert de chaleur se font alors à la sortie ou dans la source de chaleur.

- Écoulements cylindriques : On citera en particulier les travaux de SKRIVAN et JAKOWSKI (19) sur le transfert de chaleur d'un plasma d'argon à une canalisation cylindrique refroidie. WETHERN et BRODKEY (20) ont fait des expériences analogues avec un écoulement d'hélium. Ces travaux purement expérimentaux conduisent à des expressions empiriques reliant le nombre de NUSSELT thermique à des nombres sans dimension rendant compte des conditions expérimentales et des propriétés du gaz en écoulement. INCROPERA et LEPPERT (13) ont mené une étude théorique sur un cas analogue. Moyennant la connaissance des profils de vitesse du gaz à l'entrée et un certain nombre d'hypothèses sur les conditions d'écoulement, on arrive à calculer les températures et vitesses en tout point. Notons cependant que dans ces travaux, la température locale du gaz ne dépasse jamais 7000°K . Etant donné que les grandeurs de transport (viscosité, conductivité thermique, diffusivité) dépendent fortement de la température, on pourra difficilement comparer les résultats obtenus par les auteurs cités avec ceux obtenus dans le jet lui-même où les températures sont nettement plus élevées et où on a éventuellement dissipation d'énergie dans la zone d'étude.

- Jets libres ou confinés : Une première grandeur, souvent mesurée, est le flux de chaleur local porté par le gaz. GORDON et AKFIRAT (21) étudient au moyen d'un dispositif de mesure du flux, l'influence de la turbulence dans l'écoulement sur le transfert à une plaque plane placée perpendiculairement à un jet libre. STOKES et KNIPES (22), au moyen d'un capteur rapide, ont mesuré le flux local transporté dans un jet de plasma d'argon. EBERHARDT et SEBAN (23) déterminent des profils de flux dans un jet de chalumeau à arc à partir de mesures de bilan de chaleur sur l'anode, en faisant des hypothèses sur la structure de l'écoulement. Les jets ainsi étudiés présentent des températures locales qui peuvent dépasser 15000°K mais sont beaucoup plus rapides que les écoulements de plasma haute fréquence.

Sur le type de générateur dont nous disposons, on notera les travaux de REED (30), qui à l'aide d'un calorimètre à barrière thermique atteint le profil de flux de chaleur porté par le plasma à la sortie du four. Par ailleurs CHLUDZINSKI a étudié, au moyen de sondes calorimétriques à réponse rapide, l'influence de la présence d'une espèce dissociable (14) sur le transfert de chaleur à un solide hémisphérique immergé temporairement dans un plasma d'argon. Cet auteur arrive à montrer qu'une formule empirique, établie à basse température et reliant les nombres de NUSSELT, PRANDTL et REYNOLDS, s'applique encore dans ce cas à condition d'inclure dans ces nombres sans dimension les valeurs des grandeurs physiques nécessaires calculées pour un gaz ionisé. Une corrélation similaire est employée par KIMURA et KANZAWA (24) dans le cas d'une tige cylindrique de tungstène placée radialement dans un arc cylindrique établi entre deux électrodes opposées, dans l'argon. Ces auteurs présentent par ailleurs un calcul intéressant des propriétés de transport dans la couche limite dans les cas équilibrés et gelés ce qui leur permet de situer leurs valeurs expérimentales et de conclure que tout se passe comme si la couche limite était entièrement figée. L'expérimentation, dans ce dernier cas, consistait à déterminer, transitoirement, l'échauffement global de la tige de tungstène par une mesure de variation de la résistance électrique du filament.

Ce survol très rapide de la bibliographie nous permet de tirer trois enseignements :

- peu de mesures de transferts de chaleur sont effectuées dans un plasma à proximité immédiate ou dans la zone d'apport d'énergie ;
- certaines corrélations établies à basse température continuent d'être satisfaisantes dans le cas des plasmas faiblement ionisés ;
- on peut, moyennant certaines hypothèses, calculer les propriétés de transport à haute température d'un gaz ionisé, ceci au moins quand l'équilibre thermodynamique est réalisé.

Des mesures de transfert de chaleur dans le four ont l'intérêt de se situer dans les conditions d'utilisation du plasma en tant que source de chaleur.

Nous avons choisi de mesurer le transfert à des cylindres placés axialement et radialement à l'écoulement.

4.2 - BILAN THERMIQUE D'UN CYLINDRE DANS LE FOUR

Le flux de chaleur ϕ_T arrivant à la paroi d'un solide placé dans le plasma est la somme de plusieurs contributions.

$$\phi_T = \phi_c + \phi_d + \phi'_r - \phi_r$$

où ϕ_c est le flux de chaleur reçu par conduction-convection, ϕ_d le flux de chaleur dû à la recombinaison des ions et des électrons arrivant à la paroi par diffusion ambipolaire, ϕ'_r le flux rayonné par le plasma vers le solide, ϕ_r le flux rayonné par le solide vers l'extérieur.

Nous négligerons le flux dû à l'émission thermoionique et nous supposerons négligeables les échanges de chaleur à conduction, dans le cylindre, ou du cylindre vers un support quand il y a lieu. Nous verrons à propos des techniques expérimentales comment justifier cette dernière supposition. L'influence de la conduction dans le cas d'un cylindre axial est examinée en annexe IV.

Dans ces conditions, lorsque la tige a atteint une température stationnaire, ϕ_T est nul ; de sorte que :

$$\phi_r = \phi_c + \phi_d + \phi'_r$$

CHLUDZINSKY (14) a montré en assimilant la "flamme" de plasma à un ellipsoïde rayonnant de façon homogène que la valeur de ϕ'_r restait toujours négligeable devant ϕ_d et ϕ_c .

On arrive donc à :

$$\phi_r = \phi_c + \phi_d$$

Dans l'hypothèse d'une couche limite, ou plutôt d'un film équivalent, équilibré, la composition du gaz, au voisinage de la paroi est déterminée par la température et la pression. La concentration d'espèces dissociées ou ionisées arrivant à la paroi est donc pratiquement nulle. La contribution de ϕ_d est alors négligeable.

On a donc :

$$\text{- film équivalent gelé : } \phi_r \approx \phi_c + \phi_d = \phi$$

$$\text{- film équivalent équilibré : } \phi_r \approx \phi_c = \phi$$

Expérimentalement, la détermination de ϕ_r sera déduite de la mesure de la température stationnaire atteinte localement par la paroi du solide. Par là, et pour autant que nous justifierons les suppositions de ce bilan, nous atteindrons le flux de transfert à la paroi.

4.3 - TECHNIQUE EXPERIMENTALE ET RESULTATS BRUTS

Deux cas expérimentaux ont été envisagés avec des tiges cylindriques de tungstène ou de carbone exceptionnellement.

a) Tiges axiales au four

La technique adoptée est identique à celle employée par DAUVERGNE (31). Un pyromètre optique porté par un dispositif de translation verticale précis permet de repérer les températures de brillance en chaque point du barreau placé axialement dans le four. Au moyen d'un passage étanche nous pouvons changer les tiges sans arrêter le four et donc faire des séries de mesures dans des conditions aussi comparables que possible (figure IV-1).

Nous avons relevé successivement pour chaque puissance et chaque débit de l'argon, les profils de température établis sur 5 ou 6 tiges de diamètre 2 mm, 1,5 mm, 1 mm, 0,9 mm, 0,7 mm, 0,5 mm. Nous avons fait varier le débit de gaz de 20 à 60 l/mn et la puissance dissipée au générateur de 10 à 15 KW.

Les tiges étant dans la plupart des cas en tungstène, nous pouvons facilement relier la température de brillance mesurée en chaque point au flux d'énergie ϕ_r rayonnée en ces mêmes points. Les résultats seront donc présentés sous forme de profil de flux de chaleur rayonnée le long de la tige. La figure (IV-2) est un exemple caractéristique de l'ensemble des profils mesurés. Des mesures sur des tiges de carbone n'ont pu être exploitées à cause de l'imprécision sur le facteur d'émissivité de ce corps (annexe II).

Remarquons que l'on trouve bien sur les différentes courbes une zone isotherme comme l'avait mentionné DAUVERGNE.

Nous nous intéresserons essentiellement à cette zone isotherme, située au niveau de l'inducteur et les résultats d'autres séries de mesures que celles de la figure IV-2 seront caractérisés par la valeur de ϕ_r au palier de chaque profil (voir tableau IV-1).

b) Tiges radiales

1 - Mesures

Le principe de la mesure est le même que précédemment. Le four étant en fonctionnement le filament et son support sont mis en place à la cote verticale désirée (figure IV-1). Le centrage de l'ensemble est déterminé par celui du support qui est une tige de tungstène de 1 mm ou 1,5 mm de diamètre. Le pyromètre est en position horizontale et un dispositif de translation permet de relever les températures stationnaires établies en chaque point du filament test. On relève aussi les températures du support. Quand une série de mesure est terminée on retire le filament et son support et on les remplace par une tige cylindrique axiale de même diamètre que le support. On amène l'extrémité de cette tige à chacune des cotes verticales où l'on a fait les mesures précédentes. On relève alors les profils de température établis sur la tige pour chaque cote verticale de son extrémité.

Les mesures ont été effectuées pour deux diamètres des filaments de tungstène 2 mm et 1 mm portés respectivement par des supports de 1,5 et 1 mm. Les filaments ont été placés à 4 cotes verticales dont deux dans la zone isotherme.

Nous avons fait varier la puissance dissipée dans le plasma dans l'intervalle 4800 à 7400 watts. L'influence du débit de gaz s'est avérée assez nette. Cependant les résultats relatifs à l'influence de ce paramètre ne seront pas présentés ; nous avons vu que le débit de gaz n'influait pas de façon très sensible sur les profils de température dans le plasma. On peut donc penser que des variations du débit d'argon modifient les vitesses d'écoulement du plasma, vitesses mal connues comme nous le verrons. Nous avons donc laissé constant ce paramètre dont nous ne pouvions pas contrôler l'effet sur l'écoulement de plasma.

Les résultats bruts sont portés dans les tableaux (IV-4) à (IV-6) où l'on trouve les valeurs des températures de brillance mesurées, les températures vraies correspondantes, et les valeurs de ϕ_r . Les figures (IV-5) à (IV-7) représentent graphiquement les résultats de ces tableaux.

Note : Nous n'avons pas porté les valeurs mesurées sur les supports de filament. Ces valeurs servent de justification d'une hypothèse sur la signification des résultats et seront discutées par la suite.

2 - Signification des résultats

a) Précision

Pour des raisons techniques diverses allant de modifications inévitables de la géométrie du four lors du changement des tubes de silice à des difficultés de pyrométrie, la reproductibilité des résultats ne dépasse pas 15 % des valeurs de ϕ_r dans la zone la plus chaude. Cet écart semble systématique et ne modifie guère la forme des profils. Cette imprécision est mise en évidence par l'écart moyen de 10 à 20 w/cm² entre les deux courbes à la cote Z = 4 de la figure (IV-5) obtenues au cours de séries de mesure différentes. Par contre les profils à puissance variable des figures (IV-6) et (IV-7) obtenus respectivement au cours d'une même expérience, sans déplacement des filaments ni modification du four sont significatifs et seront les plus utilisés par la suite.

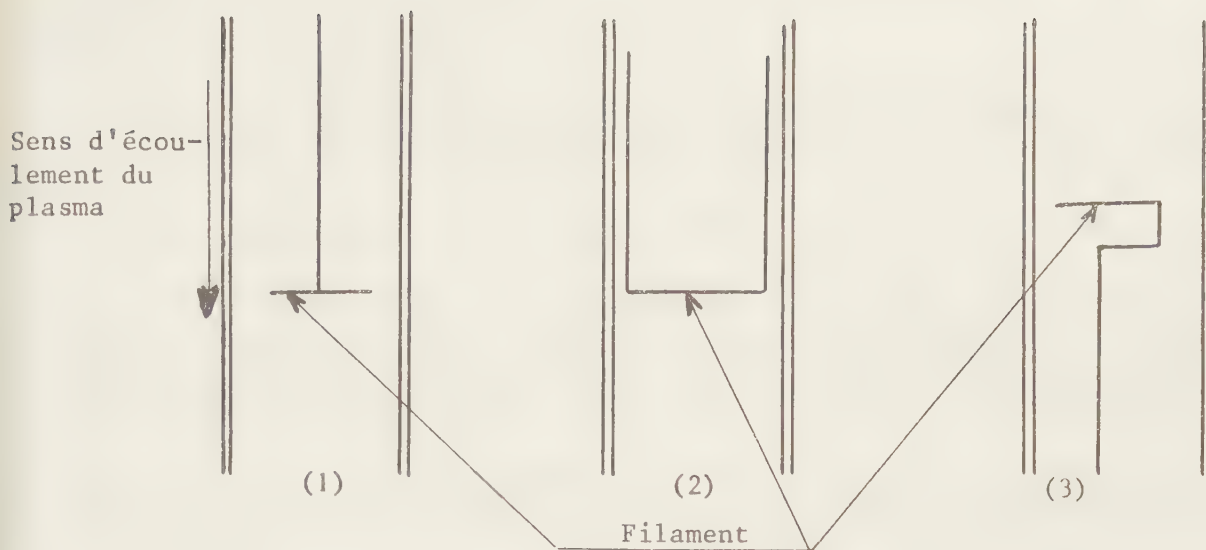
b) Influence du support de filament

La présence d'un support en contact avec le filament d'épreuve influe à priori sur les valeurs des flux mesurés.

Afin d'évaluer cette influence nous avons expérimenté différents systèmes d'introduction du filament. Ceux-ci sont figurés sur le schéma ci-après.

Le système (2) présentait des inconvénients de montage, de mise en place et d'isolement de la haute fréquence (formation d'une boucle de conducteur fermée par le dispositif d'introduction) et a dû être abandonné.

Avec le système (3) le support du filament, en contact à sa partie inférieure avec le milieu extérieur, était détruit par oxydation du tungstène. Cependant, plusieurs séries de mesures, rapides il est vrai, ont montré que les flux déterminés étaient sensiblement identiques à ceux obtenus avec le montage (1).



Nous avons donc évalué l'influence du support avec le système adopté (1). Nous avons noté que sauf au voisinage très immédiat du filament, les températures stationnaires établies sur le support avec ou sans filament étaient identiques. Le seul effet, à priori, des supports sur les filaments aurait pu être un transfert de chaleur par conduction de l'un vers l'autre. Ce transfert se serait traduit par une modification des températures sur le support. Comme de telles modifications n'ont pas été notées, nous concluons dans la limite de précision des mesures, que le support n'influe pas sur le profil de température des filaments d'épreuve.

4.4 - RECHERCHE DES CORRELATIONS EMPIRIQUES

4.4.1 - Tiges axiales

Au cours des mesures sur les tiges axiales, nous avons fait varier le diamètre des tiges, le débit de gaz et la puissance dissipée dans le plasma. Nous avons constaté (annexe III) que l'influence du débit n'est pas décelable dans la gamme 25 à 60 l/mn. Nous chercherons donc à représenter par des correlations empiriques l'influence du diamètre des tiges et de la puissance dissipée.

a) Influence du diamètre des tiges

Comparons le flux ϕ_1 , reçu par une tige de diamètre D_I aux flux ϕ_2 , ϕ_3 , ..., reçus pour des diamètres D_2 , D_3 , ..., ceci dans la zone de l'inducteur.

Pour cela nous cherchons une relation entre les quantités ϕ_1/ϕ_2 , ϕ_1/ϕ_3 , ... et D_I/D_2 , D_I/D_3 , ...

Si nous portons graphiquement nos résultats sous la forme :

$$\text{Log } \frac{\phi_1}{\phi_2} \text{ vs } \text{Log } \frac{D_I}{D_2}$$

on obtient pour chaque série de mesures un ensemble de points tels que présentés sur la figure (IV-8) dans le cas de la série 1.

On voit que les points sont sensiblement alignés dans ces coordonnées, de sorte que les résultats sont assez bien décrits dans ce cas par la relation :

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^a \quad \text{avec } a = -0,49$$

On trouve sur le tableau (IV-I) les valeurs de a , obtenues par la méthode des moindres carrés, pour différentes séries de mesures à puissance et débit constants. L'écart moyen entre points calculés et points expérimentaux donne une idée de la dispersion des points autour de la droite optimum.

L'incertitude systématique dont sont entachées les mesures pyrométriques à haute température, est à l'origine de la dispersion des valeurs de a . L'ensemble de nos résultats est cependant bien décrit par l'expression :

$$\frac{\phi_o}{\phi} = \left(\frac{D_o}{D}\right)^{-0,42 \pm 0,11}$$

Remarquons que la validité de cette relation est limitée à des rapports D_o/D tels que les perturbations apportées par chaque tige dans le four ne soient pas trop différentes. Dans la gamme des diamètres utilisés, le prélèvement de puissance des tiges n'excède jamais 10 % de la puissance dissipée dans le four de sorte que cette condition semble respectée.

b) Influence de la puissance dissipée

La température en un point du plasma n'est pas une fonction simple de la puissance dissipée. En effet, une augmentation de puissance se traduit aux environs de 10 000°K par une élévation de l'enthalpie spécifique du plasma qui est beaucoup plus fonction de l'élévation du degré d'ionisation que de celle de la température. Dans ces conditions, la température étant le potentiel de transfert de chaleur, les variations de puissance ne doivent pas être reliées de façon simple aux variations de flux transféré.

Si l'on cherche à établir une corrélation de forme analogue à celle valable pour l'influence du diamètre, soit en comparant :

$$\frac{\phi_1}{\phi_2}, \frac{\phi_1}{\phi_3} \quad \text{à} \quad \frac{W_1}{W_2}, \frac{W_1}{W_3} \quad \dots$$

on obtient un ensemble de points qui ne sont pas représentables par une fonction simple.

La puissance dissipée semble un mauvais paramètre pour décrire les variations de flux. Nous verrons, en effet, en recherchant un modèle pour décrire nos résultats que c'est la température T_1 du plasma à une certaine distance caractéristique r_1 de l'axe du four qui conditionne le transfert de chaleur.

4.4.2 - Tiges radiales

Dans des conditions expérimentales comparables aux nôtres, KIMURA et KANZAWA (24), pour interpréter leurs mesures de flux globalement reçu par une

tige de tungstène placée dans un plasma, utilisent la corrélation :

$$Nu_T = (0,35 + 0,47 Re^{0,52}) Pr^{0,33} \quad (1)$$

Dans cette expression préconisée par MAC-ADAMS pour un cylindre placé perpendiculairement à un écoulement, Nu , Pr , Re ont leur signification habituelle.

L'ordre de grandeur du nombre de Reynolds, dans notre cas, peut être évalué en estimant la vitesse d'écoulement du plasma à partir d'un bilan de matière sur la section du four.

Dans la zone de l'inducteur (cote $z = 4$) on trouve une vitesse de l'ordre de 55 m/s pour un débit d'argon de 45 l/mn.

Dans ces conditions, en évaluant Re avec les valeurs de la masse volumique et de la viscosité calculées (voir annexe VI) à la température moyenne du film équivalent, on trouve :

$$Re \neq 21 \quad \text{pour } D = 2 \text{ mm}$$

Reprenant l'expression (1), l'ordre de grandeur de Re autorise en première approximation à négliger 0,35 devant $0,47 Re^{0,52}$. On peut alors écrire pour deux tiges de diamètres D_I et D_2 , toutes choses égales, par ailleurs :

$$\frac{h_I D_I}{h_2 D_2} \neq \left(\frac{D_I}{D_2}\right)^{0,52}$$

soit encore :

$$\frac{h_I}{h_2} \neq \left(\frac{D_I}{D_2}\right)^{-0,48}$$

h représente le coefficient global de transfert de chaleur dans un film équivalent, supposé entourer le cylindre, tel que :

$$\phi = h (T_p - T_s)$$

T_p : température du plasma à l'extérieur du film

T_s : température de surface du solide

Les ordres de grandeur respectifs de T_p et T_s permettent alors d'écrire grossièrement :

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} \neq \frac{h_I}{h_2} \neq \left(\frac{D_I}{D_2}\right)^{0,48}$$

Nous chercherons si une relation de ce type, qui doit être indépendante de la puissance dissipée, est vérifiée par nos résultats avant de comparer les valeurs de h calculées à partir des expressions proposées dans la littérature avec celles déduites de nos expériences.

4.4.2.1 - Influence du diamètre

A partir des résultats des tableaux IV-5 et IV-6, en comparant les flux ϕ_1 , ϕ_2 reçus en chaque point de tiges de diamètres D_I , D_2 pour une puis-

sance déterminée, nous trouvons qu'à chaque puissance on a sensiblement :

$$\text{Log } \frac{\phi_1}{\phi_2} = b \text{ Log } \frac{D_1}{D_2}$$

Les valeurs de b déterminées pour chaque puissance ainsi que les écarts moyens par rapport aux valeurs calculées, sont portés sur le tableau IV-1. On trouve ainsi que la relation :

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} = \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^{-0,35 \pm 0,05}$$

représente bien nos résultats à chaque puissance.

Cependant cette relation montre déjà que les valeurs de h que nous tirerons de nos expériences seront mal évaluées par l'expression (1) de la littérature qui conduisait à :

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} \neq \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^{-0,48}$$

4.4.2.2 - Comparaison des coefficients de transfert

Nous n'avons pas déterminé expérimentalement l'influence de la vitesse d'écoulement du plasma de sorte que nous ne pourrions pas aboutir à l'établissement formel d'une corrélation empirique entre les nombres de Nusselt, Prandlt et Reynolds.

Cependant nous avons calculé, pour les profils de flux établis à la cote $z = 4$, les valeurs du coefficient h en chaque point d'une tige de diamètre 1 mm. Ce calcul a été fait à partir de deux expressions proposées dans la littérature dans des cas expérimentaux semblables aux nôtres, à savoir :

$$\text{Nu} = (0,35 + 0,47 \text{ Re}^{0,52}) \text{ Pr}^{0,33} \quad (1)$$

utilisée par KIMURA et KANZAWA (24)

$$\text{Nu} = 0,114 \text{ Re}^{0,792} \text{ Pr}^{0,33} \quad (2)$$

proposée par KUBANEK (34).

Les valeurs des viscosités, conductibilités thermiques, masses volumiques, chaleurs spécifiques, sont calculées à partir des expressions indiquées dans l'annexe VI. Notons que ces grandeurs sont évaluées à la température moyenne du film pour l'expression (1) et à la température à l'extérieur du film dans l'expression (2).

Le résultat de ce calcul, effectué à partir du profil radial de température à la cote $z = 4$ mesuré à la sonde calorimétrique, conduit à la figure (IV-9) où sont représentées aussi les valeurs expérimentales de h .

REMARQUES

1 - Dans ce calcul nous faisons l'hypothèse implicite que les transferts de chaleur par conduction dans le solide sont négligeables. Cette supposition se justifie quand on considère les faibles gradients thermiques établis le long

de la tige (cf. tableaux IV-4 à IV-6).

2 - Pour calculer le nombre de Reynolds en chaque point de la tige nous avons adopté la valeur de la vitesse déjà évaluée soit 55 m/s. En effet, la tige est située, à la cote $z = 4$, dans une zone où le profil radial de température ne présente pas de gradients importants.

En admettant que les profils de vitesse et température ont une forme semblable, on supposera que la vitesse du plasma rencontrant la tige est uniforme.

Cette approximation déjà présentée dans la littérature (14), n'a cependant jamais reçu de confirmation expérimentale à notre connaissance.

4.4.2.3 - Discussion

On constate que les valeurs de h calculées, sont bien supérieures à celles déduites des mesures de flux. Pour qu'il y ait concordance, il faudrait que la vitesse du plasma soit de 8 m/s ou que la température soit voisine de 6 500°K, valeurs qui sont bien au-delà de l'incertitude sur l'évaluation de ces deux grandeurs.

A titre indicatif, en tenant compte de la relation traduisant l'influence du diamètre et en supposant que la forme de l'expression utilisée par KIMURA et KANZAWA soit valable, nous avons cherché une corrélation de ce type qui rende compte de nos résultats. Le calcul de h avec l'expression :

$$Nu = (0,35 + 0,10 Re^{0,7}) Pr^{0,33} \quad (3)$$

conduit à la courbe (3) de la figure (IV-9) qui est bien plus en accord avec nos résultats.

Insistons cependant sur le caractère indicatif de la relation (3) qui n'est en accord qu'avec l'influence du diamètre et surtout des températures du plasma et du solide.

Cependant, et c'est là le point important, les valeurs calculées par les expressions (1) et (2) conduisent à des valeurs de h trop élevées. Or, pour faire ce calcul nous avons supposé le film équivalent équilibré pour le calcul des propriétés du fluide. Nos résultats sont donc en désaccord avec les conclusions de KIMURA et KANZAWA qui sont amenés à supposer l'existence d'un film gelé. Cette hypothèse conduit à des valeurs de flux plus élevées encore.

Ce désaccord vient sans doute du caractère global de la mesure de flux effectuée par ces auteurs dans un écoulement à fort gradient radial de vitesse et de température. La contribution à ce flux, de la chaleur reçue dans la région à haute température (15 000°K) et haute vitesse (120 m/s) n'est pas discernable dans une mesure globale et il est fort possible que dans cette région de l'écoulement, un gelage intervienne. Cependant, ce n'est pas le cas si l'on admet l'expression (1) lorsque la température du plasma est inférieure à 10 500°K, comme nous venons de le voir.

REMARQUES

1 - CHLUDZINSKY (14) a déjà relevé, en mesurant le transfert de chaleur entre un plasma H.F. et une demi-sphère, des disparités entre les valeurs de h calculées par une corrélation conventionnelle et celles mesurées. Cet auteur a en outre montré que l'influence de la recombinaison ion-électron à la paroi était négligeable ce que nous avons implicitement admis en calculant les propriétés du film équivalent équilibré.

2 - En admettant que la corrélation (3), qui rend compte de nos résultats à la cote $z = 4$, soit significative, nous avons calculé les vitesses axiales d'écoulement du plasma compatibles avec les flux mesurés aux cotes $z = 2$ et $z = 1$ (tableau IV-4). Nous trouvons que les vitesses doivent être respectivement de 10 m/s et 70 m/s.

4.5 - RECHERCHE DE MODELES

Les modèles recherchés visent à interpréter les mesures sur des tiges axiales où des hypothèses simplificatrices, dues à la géométrie du système, facilitent leur élaboration.

4.5.1 - Le modèle à pénétration de l'énergie

Nous pouvons, avec les mêmes hypothèses, mais en changeant les conditions aux limites, reprendre le calcul effectué en 3.4 pour établir les profils théoriques de température établis dans le four en présence d'une source froide axiale, dans l'inducteur. Avec les notations de 3.4, on peut écrire (voir annexe II) :

$$K(r) = \frac{Q r_0^2}{4} U^2 - \frac{A}{k^2} \left[e^{ku} - \int \frac{e^{ku}}{u} du + \text{Log } U \right] + C$$

Ecrivons qu'à la distance r_0 de l'axe le flux transféré est ϕ_0 , on arrive alors à :

a) Zone de pénétration d'énergie $U \leq I$

$$K(V) - K(V_0) = \frac{Q r_0^2}{4 k^2} (V^2 - V_0^2) - \frac{A}{k} \int_{V_0}^V e \left(I - \frac{I}{V} \right) du + B \text{Log } \frac{V}{V_0}$$

avec

$$B = \frac{A e^{V_0}}{k^2} (V_0 - I) + r_0 \phi_0 - \frac{Q}{2} r_0^2$$

Cette expression permet de calculer les profils radiaux de température établis entre une tige axiale de rayon r_0 et le plasma dans la zone de l'inducteur. Ce calcul a été fait pour le cas d'une tige de rayon $r_0 = 1 \text{ mm}$ et de profil résultant, calculé avec les valeurs de W_0 , Q et k déjà déterminées dans le chapitre III, est présenté sur la figure (IV-4).

On constate qu'avec les hypothèses de ce modèle, le plasma n'est

pratiquement plus perturbé par la présence d'une source froide au-delà d'une distance radiale voisine de 4 mm.

b) $U > I$

Dans cette région de gaz froid, la perturbation apportée par la tige est négligeable et compte tenu de l'imprécision des calculs de température dans cette zone, nous n'avons pas cherché à établir de profil.

4.5.2 - Modèle simplifié de la zone isotherme du four

4.5.2.1 - Hypothèse et modèle

On peut faire, au sujet de la structure des écoulements de plasma dans les fours haute fréquence, plusieurs remarques qui nous conduisent à une vue simplifiée des phénomènes.

a) Nous avons vu que la profondeur de pénétration des courants induits est assez faible dans le plasma. Dans nos conditions, la zone de dissipation de l'énergie se situe sensiblement dans un anneau cylindrique de 3,5 mm d'épaisseur.

b) L'examen des profils radiaux de température, confirmé par la littérature, montre que dans la zone de l'inducteur on peut assimiler les surfaces isothermiques à des cylindres. La longueur de cette portion du four semble dépendre de la géométrie de l'ensemble.

A la suite de ces remarques, nous pouvons présenter un modèle géométrique de la zone isothermes cylindriques.

Nous distinguerons, partant de l'extérieur, trois régions de l'écoulement :

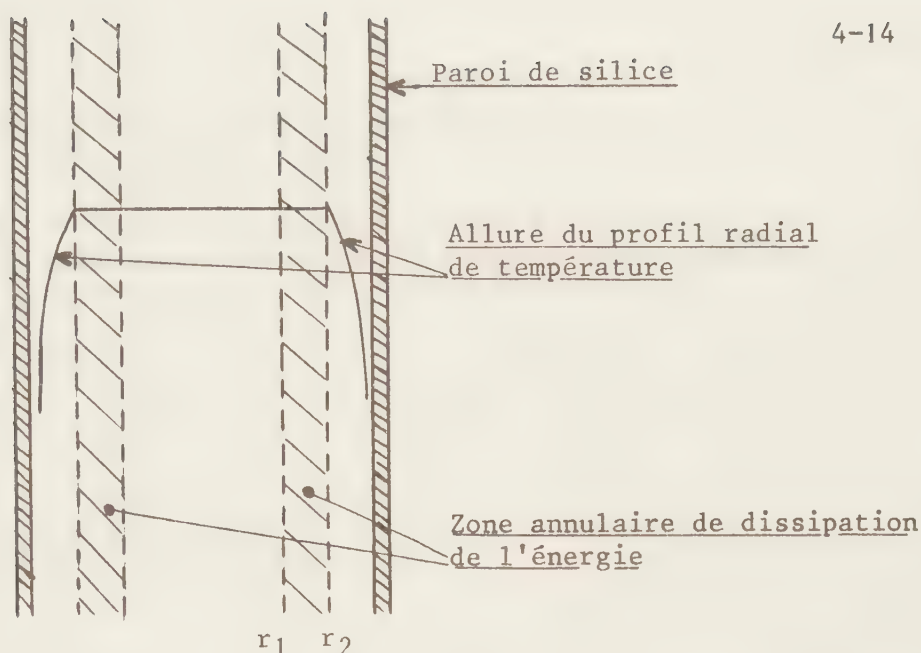
- une région de gaz froid où est établi un fort gradient thermique entre la paroi de silice et le plasma ;

- une région de plasma périphérique où le gaz reçoit effectivement l'énergie H.F. Cette zone équivaut à une source annulaire dont le rayon intérieur sera noté r_1 et la température T_1 ;

- une région centrale, constituée par du gaz préchauffé dans son trajet avant la zone envisagée. Ce gaz ne reçoit plus d'énergie directement de l'inducteur. Il va se mettre en équilibre avec la source par conduction-convection, aux pertes par rayonnement près.

Par ailleurs, avec la géométrie adoptée pour le four, nous pensons que l'écoulement de plasma est laminaire (cf. III.4.1).

Les hypothèses de ce modèle se trouvent concrétisées sur le schéma ci-dessous, où l'on présente aussi l'allure d'un profil radial de température dont la forme découle des remarques précédentes.



REMARQUE

Ce modèle est une simplification du précédent où l'on fait :

$$W = 0 \quad r < r_1 \quad r > r_2 \quad Q = 0$$

$$W = \text{cte} \quad r_1 < r < r_2$$

avec T sur l'axe $\neq T_1$

4.5.2.2 - Application aux mesures de flux

a) Utilisation du modèle

Une tige axiale cylindrique constitue une source froide de rayon r_0 , recevant le flux de chaleur.

Le bilan de chaleur entre une surface isothermique de rayon r et la tige s'écrit, en négligeant les effets de bout du cylindre :

$$\phi_0 \, 2\pi r_0 \, dx = \phi \, 2\pi r \, dx$$

soit :

$$\phi = \phi_0 \frac{r_0}{r}$$

Compte tenu de la loi de FOURIER, on a aussi :

$$\phi = -f(T) \frac{dT}{dr}$$

soit :

$$\phi_0 \frac{r_0}{r} = -f(T) \frac{dT}{dr}$$

où $f(T)$ est une conductivité thermique qui devient la conductivité habituelle $\lambda(T)$ si l'écoulement est laminaire.

Après intégration, il vient :

$$\phi_0 \, r_0 \, \text{Log} \frac{r}{r_0} = - \int_{T_0}^T f(T) \, dT \quad (1)$$

T_0 : température d'équilibre superficielle de la tige
 T : température du fluide au rayon r

L'énergie prélevée par une tige est faible de sorte que celle-ci ne perturbe pas notablement la température de la zone de dissipation d'énergie. Cela permet d'écrire, en présence du solide, $r = r_1$, $T \neq T_1$.

On a alors :

$$r_0 \operatorname{Log} \frac{r_1}{r_0} = - \int_{T_0}^{T_1} f(T) dT$$

On verra en annexe V que l'influence de variations mêmes importantes de T_0 n'affectent pas la valeur de

$$\int_{T_0}^{T_1} \lambda dT$$

pour T_1 voisin de 10 000°K. Dans ces conditions, avec les hypothèses du modèle, on doit vérifier que la quantité

$$\phi_0 r_0 \operatorname{Log} \frac{r_1}{r_0} \quad (2)$$

est indépendante de r_0 .

Ceci revient à montrer qu'il existe une valeur de r_1 unique telle que pour une série de couples (ϕ_0, r_0) la quantité (2) soit constante.

Faisant l'hypothèse que cette valeur existe, on peut la calculer en utilisant deux à deux les équations (1). On doit trouver pour l'ensemble des couples (ϕ_0, r_0) , une valeur unique r_1 telle que $\phi_0 r_0 \operatorname{Log} r_1/r_0 = \text{cte}$.

b) Résultats

Nous avons vérifié que l'ensemble des couples ϕ_0, r_0 , pris deux à deux, donne une valeur unique de r_1 . Cette valeur, ainsi que les valeurs correspondantes de la quantité $\phi_0 r_0 \operatorname{Log} r_1/r_0$ sont présentées dans le tableau IV-2 pour la série d'expériences 1.

Les valeurs de r_1 et $\phi_0 r_0 \operatorname{Log} r_1/r_0$ pour les autres séries de mesure du tableau IV-1 sont rapportées dans le tableau IV-3.

En admettant, en outre, que l'écoulement est laminaire, nous écrivons :

$$\phi_0 r_0 \operatorname{Log} \frac{r_1}{r_0} = \int_{T_0}^{T_1} \lambda(T) dT$$

Cette expression permet le calcul des profils de température établis entre la source froide et le plasma. Au rayon r_1 , on retrouve la température T_1 qui doit se replacer sensiblement sur le profil de température en l'absence de tige avec nos hypothèses. Ce calcul du profil de température a été mené à titre d'exemple pour une tige de rayon 1 mm, afin de la comparer aux résultats du modèle de pénétration de l'énergie (figure IV-4).

L'ensemble des couples r_1, T_1 , trouvés pour différentes séries d'expériences (1 à 10), est porté sur la figure IV-3.

REMARQUES

1 - Les valeurs de $\int_{T_0}^T \lambda(T) dT$, nécessaires pour ces calculs, sont extraites des travaux de CANN (25) dont les calculs théoriques de conduction en régime équilibré sont assez bien vérifiés par différents travaux expérimentaux tels ceux de KNOPP et CAMBEL (26). On trouvera, en annexe VI, les expressions analytiques de la fonction : $\lambda = \lambda(T)$ qui expriment les résultats de CANN.

2 - Les valeurs de ϕ_0 $\text{ro Log } r_1/\text{ro}$ corrigées, présentées sur le tableau IV-3, tiennent compte de la décroissance radiale de température vers l'axe, constatée en l'absence de tige.

c) Discussion

A l'examen des tableaux (IV-2) et (IV-3), on constate qu'il existe bien une valeur de r_1 telle que la quantité $\phi_0 \text{ ro Log } r_1/\text{ro}$ soit constante.

L'ordre de grandeur de R_1 , 4 à 5 mm, est tel que si l'on tient compte de la profondeur de pénétration des courants (3 à 4 mm), on retrouve bien le diamètre extérieur du plasma qui est dans notre cas, mesuré sur l'isotherme 6 000°K ou visuellement, de 1,5 cm.

Des mesures (série 13) effectuées à puissance croissante, semblent montrer une décroissance de r_1 , quand on augmente l'énergie induite. Ceci tient vraisemblablement aux variations de résistivité du plasma avec la température. Le peu de données sur la résistivité et l'incertitude sur r_1 et T_1 n'autorisent pas une interprétation plus poussée de ce résultat.

On remarque des disparités non négligeables sur les valeurs des couples r_1, T_1 . Les erreurs systématiques de pyrométrie à haute température décalent les courbes $\phi_0 = f(\text{ro})$ et la valeur de r_1 est donc modifiée par ces erreurs. Cependant, à la vue de la figure (IV-3), on constate que les couples r_1, T_1 se placent sensiblement au voisinage du profil radial de température en l'absence de tige. Ceci confirme, à posteriori, l'hypothèse que la perturbation apportée par une source froide cylindrique n'affecte pas la zone de dissipation de l'énergie.

Enfin, on voit, figure (IV-4), que le profil de température calculé avec les hypothèses du modèle simplifié, n'est pratiquement pas différent de celui calculé avec les hypothèses plus précises de la pénétration de l'énergie.

REMARQUE

Nous n'avons pas procédé à des mesures directes de température du plasma en présence d'une tige. La précision de la sonde calorimétrique dans cette zone de fort gradient ne permet pas de mesures suffisamment probantes. Disons cependant qu'étant donné l'accord très satisfaisant entre les valeurs mesurées et calculées de la température sans source froide, les profils cal-

culés en présence d'une tige par le même modèle sont certainement corrects et peuvent servir à confirmer la validité du modèle simplifié.

4.6 - CONCLUSIONS

4.6.1 - Méthode expérimentale

La technique pyrométrique adoptée dans nos expériences trouve son intérêt dans le caractère stationnaire et local des grandeurs mesurées.

Les techniques adoptées dans la littérature sont soit transitoires, elles nécessitent donc des étalonnages préalables à basse température et des hypothèses sur la signification des grandeurs mesurées (14), soit globales. On a vu (24) que la mesure du flux total reçu par une tige placée dans un écoulement à fort gradient de température et de vitesse ne permet pas de déceler l'influence locale de ces deux paramètres et peut conduire à des interprétations vraisemblablement incorrectes.

Par contre, nous sommes limités par la précision de la mesure pyrométrique à haute température ; cette précision pourrait être augmentée par l'emploi de comparateur photoélectrique ou par des mesures photographiques qui réduiraient le caractère subjectif d'une mesure pyrométrique à l'oeil.

4.6.2 - Résultats

Nous avons vu qu'en première approximation, l'influence du diamètre de cylindres placés dans un écoulement sur le flux de chaleur reçu pouvait s'exprimer par des relations empiriques approchées :

$$\text{- tiges axiales} \quad \frac{\phi}{\phi_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^{-0,42 \pm 0,11}$$

$$\text{- tiges radiales} \quad \frac{\phi}{\phi_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^{-0,33 \pm 0,05}$$

Dans chacun des cas nous avons pu interpréter les résultats obtenus à partir des valeurs calculées des propriétés du fluide en équilibre thermodynamique. Il ne semble pas y avoir lieu de faire intervenir l'hypothèse d'un gelage du gaz au voisinage du solide avec les températures et vitesses du plasma considéré.

Par ailleurs, même en admettant l'équilibre thermodynamique local du gaz, les expressions conventionnelles adoptées pour décrire le transfert de chaleur à un cylindre placé perpendiculairement à un écoulement, conduisent à des valeurs du coefficient de transfert trop élevées. L'expression :

$$Nu = (0,35 + 0,10 Re^{0,7}) Pr^{0,33}$$

donnée à titre indicatif semble mieux corrélérer nos résultats dans les gammes de température, vitesse et diamètre de cylindre que nous avons expérimentées.

Dans le cas des tiges coaxiales au four, nous avons pu présenter un modèle simplifié de la zone de l'inducteur qui constitue une approximation du modèle de pénétration de l'énergie. Ce modèle simplifié conduit à définir une source équivalente annulaire de rayon r_1 . On trouve, en moyenne :

$$\begin{aligned} r_1 &= 4 \text{ mm} \\ T_1 &= 10\,150^\circ\text{K} \end{aligned}$$

sur plusieurs séries d'expériences.

Seule la zone définie par $r < r_1$ est perturbée par la présence d'une source froide de rayon r_0 recevant le flux. On vérifie que l'ensemble des valeurs de ϕ_0 pour des tiges de différents rayons vérifient la relation :

$$\phi_0 \, r_0 \, \text{Log} \frac{r_1}{r_0} = \text{cte}$$

La corrélation empirique présentée précédemment est donc une approximation de cette relation qui permet en outre de calculer les profils de température dans le four en présence d'une source froide. Les profils obtenus sont peu différents de ceux calculés par le modèle de pénétration de l'énergie qui a été prouvé en l'absence de tige.

L'indépendance de la quantité $\phi_0 \, r_0 \, \text{Log} \, r_1/r_0$ aux variations de la température T_0 du solide explique les résultats de DAUVERGNE (31) qui constatait que le flux reçu par un cylindre ne dépendait pas de sa température superficielle.

En faisant varier les conditions expérimentales, nous constatons que :

1 - Le débit de gaz n n'influe pas sur les valeurs du flux reçu par une tige axiale. Ce résultat, conforme aux hypothèses de calcul, est confirmé indirectement par les mesures de température du plasma de DYMSHITS et Coll. (15).

Par contre, ce paramètre a une action notable mais que nous n'avons pu contrôler, sur les flux transférés à des tiges radiales.

2 - L'influence de la puissance dissipée n n'est pas facilement reliable aux variations de flux. Dans le cas des tiges axiales, ce paramètre qui contribue à modifier tout le profil radial de température, fait varier les grandeurs caractéristiques r_1 et T_1 du four équivalent.

Dans le cas des tiges radiales, il nous aurait fallu disposer de mesures des températures en fonction de la puissance pour interpréter les résultats à puissance variable.

Dans les deux cas cependant, cette influence n n'est pas corrélable par une relation simple analogue à celles valables pour l'influence du diamètre des tiges.

TABLEAU IV-1

FLUX RECUS PAR DES TIGES AXIALES

ZONE DE L'INDUCTEUR

Série	ϕ \ q	2	1,5	1	0,9	0,7	0,5	-a	Ecart moyen $\ln(D/Do)^a$	Wp	Débit l/mn
1		92	102	121,5	127,5	148	177,5	0,49	6 %	4900	45
2		103	114	142	151	170		0,44	12	4950	45
5		101	114	130,5	134	147		0,33	8	4950	45
6		104	114	132	140	154	195	0,47	15	4950	40
7		107	115	136	141	172		0,49	15	4950	35
8		111	122	143	151,5	172		0,41	9	4900	45
10		104	117	143	147	164		0,43	5	4900	55
11		111	122	144,5	150	171		0,41	5	5050	35
13a		92,5	98	114	119	136		0,40	13	4900	45
13b		101	105	124	126	144	169	0,37	15	5100	45
13c		110	116	133	139	154		0,34	12	5600	45
13d		118	126	144	152	170		0,37	12	6800	45

COMPARAISON DES FLUX RECUS PAR

DES TIGES RADIALES

cote $z = 4$

	b	Ecart moyen $\ln(D/Do)^b$	Ecart moyen $\ln(D/Do)^{-0,33}$
w = 4900	- 0,37	8 %	12 %
w = 5200	- 0,34	10 %	10,5 %
w = 5600	- 0,36	9 %	10 %
w = 7400	- 0,28	5 %	16 %

TABLEAU IV-2

EXPLOITATION DES MESURES SUR UNE
SÉRIE DE TIGES AXIALES

Diamètre tiges mm	ϕ_o w/cm ²	ϕ_o do w/cm	ϕ_o r _o Log $\frac{r_1}{r_o}$
2	92	18,4	11,8
1,5	102	15,3	12,0
1	121,5	12,15	12,0
0,9	127,5	11,48	11,95
0,7	148,5	10,35	12,05
0,5	177,5	8,87	11,73

Conditions expérimentales : wP = 4900 w
D_{A_r} = 45 l/mn

Valeurs du rayon équivalent r₁ : 3,6 mm

TABLEAU IV-3

VALEURS DES PARAMETRES r_1 et T_1 DU
FOUR EQUIVALENT POUR DIFFERENTES SERIES DE MESURES

Série n°	WT _{kw}	WP _w	D _{Ar} q/m	ϕ_o ro Log $\frac{r_1}{r_o}$	r ₁ mm	ϕ_o ro Log $\frac{r_1}{r_o}$	T°K
1	9,5	4.900	45	11,8	3,6	14,8	9.770
2	10	4.950	45	15,1	4,3	17,6	10.400
5	10	4.950	45	10,8	2,8	17,3	10.200
8	9,7	4.900	45	13,8	3,5	16,4	10.070
10	9,7	4.900	55	12,6	3,2	15,2	9.830
7	10	4.950	35	15,0	4,4	19,6	10.520
11	10,2	5.050	35	12,8	3,2	15,4	9.870
6	10	4.950	40	14,6	4,25	18	10.320
13a	9,7	4.900	45	11,2	3	13,5	9.500
13b	10,5	5.100	45	11,6	2,8	13,9	9.600
13c	11,6	5.600	45	12	2,7	14	9.620
13d	13,2	6.800	45	13,7	2,9	16	10.000
14a	9,7	4.900	65	13,95	3,75	17,2	10.180
14b	9,7	4.900	25	14,8	4,15	18,5	10.330

Z=1	TB	TR	ϕ_w / cm^2	Z=2	TB	TR	ϕ	Z=4	TB	TR	ϕ	Z=5	TB	TK	ϕ
r=0	2280	2506	75	r=0	2495	2773	108	r=0,5	2615	2916	137	r=0,5	2645	2964	145
1	2255	2475	64	0	2450	2717	100	1	2620	2932	138	1,5	2665	2989	151
2	2270	2495	67	1	2480	2754	105	1	2610	2920	136	2,5	2675	3002	154
3	2255	2475	64	1,5	2495	2773	108	2	2640	2958	144	3,5	2695	3030	160
4	2220	2432	59	1,5	2455	2723	99	2	2630	2945	141	4,5	2710	3047	164
5	2220	2432	59	1,5	2450	2717	98	2	2625	2935	140	4,5	2695	3030	160
6	2150	2346	50	2	2495	2773	108	3	2650	2970	147	5,5	2705	3040	163
7	2140	2330	48	3	2515	2798	112	3	2640	2958	144	5,5	2695	3030	160
8	2075	2252	42	3	2505	2785	110	3	2625	2939	140	6,5	2705	3040	163
				4	2530	2817	116	4	2645	2964	149	6,5	2700	3034	161
				4	2515	2798	112	4	2640	2958	144	7,5	2695	3030	160
				5	2530	2817	116	4	2630	2945	141	7,5	2685	3015	156
				5	2520	2803	114	5	2670	2996	152				
				6	2535	2832	117	5	2645	2964	145				
				6	2525	2810	115	5	2635	2951	142				
				6	2515	2798	112	6	2655	2977	145				
				7	2525	2810	115	6	2645	2964	145				
				8	2515	2798	112	6	2630	2945	141				
				8	2450	2717	98	7	2660	2983	149				
				8	2445	2711	97	7	2640	2958	144				
								7	2630	2945	144				
								7,5	2635	2951	142				
								7,5	2620	2932	138				
								7,5	2605	2913	134				

TABLEAU IV-4

VALEURS DES FLUX RAYONNES A DIFFERENTES
COTES PAR DES TIGES RADIALES

Z=4	TB	TR	ϕ_w/cm^2	Z=4	TB	TR	ϕ	Z=4	TB	TR	ϕ	TB	TR	ϕ
r=0,5	2645	2964	145	r=1	2690	3020	158	r=0	2745	3092	175	2825	3194	203
1,5	2665	2989	151	1	2685	3015	157	1	2750	3098	177	2840	3213	208
2,5	2675	3002	154	2	2700	3034	161	1	2745	3092	175	2820	3189	201
3,5	2695	3030	160	3	2715	3053	166	2	2760	3111	180	2840	3213	208
4,5	2710	3047	164	3	2745	3091	175	2	2750	3098	177	2825	3194	203
4,5	2695	3030	160	3	2700	3034	161	3	2785	3143	188	2860	3238	216
5,5	2705	3040	163	4	2715	3053	166	3	2770	3123	183	2840	3113	208
5,5	2695	3030	160	4	2705	3040	162	4	2785	3143	188	2830	3200	204
6,5	2705	3040	163	5	2745	3091	175	5	2790	3149	190	2870	3151	219
6,5	2700	3034	161	5	2720	3060	167	5	2780	3136	187	2855	3232	214
7	2695	3030	160	6	2770	3123	184	6	2800	3162	194	2885	3270	224
7	2685	3015	156	6	2740	3085	174	6	2790	3149	190	2880	3264	223
				7	2730	3072	170	7	2810	3175	197	2875	3258	221
				8	2695	3027	160	7	2780	3136	187	2870	3251	219
				8,5	2720	3060	167	7	2775	3130	185	2880	3264	223
								8	2780	3136	187	2840	3213	208
												2860	3238	215
												2860	3213	208

WP = 4900

WP = 5200

WP = 5600

WP = 7400

TABLEAU IV-5

VALEURS DES FLUX RAYONNES A DIFFERENTES PUISSANCES

DISSIPÉES DANS LE PLASMA PAR DES TIGES RADIALES ($d=1\text{mm}$)

Z=4	TB	TR	ϕ_w/cm^2	Z=4	TB	TR	ϕ	Z=4	TB	TR	ϕ	TB	TR	ϕ
r=0	2530	2817	116	r=0	2580	2881	128	r=0	2630	2945	141	2720	3060	167
0	2535	2823	117	1	2590	2893	131	1	2645	2964	145	2705	3040	163
1	2545	2836	119	1	2575	2874	127	2	2640	2957	144	2720	3060	167
1	2535	2823	117	2	2580	2881	128	2	2635	2951	142	2725	3066	169
2	2545	2836	119	3	2605	2913	134	3	2645	2964	145	2730	3072	170
2	2560	2855	123	4	2615	2925	137	3	2630	2945	141	2740	3085	174
3	2565	2862	124	4	2600	2906	133	4	2655	2977	148	2740	3085	174
3	2550	2842	120	5	2600	2900	133	4	2635	2951	142	2725	3066	169
4	2565	2862	124	6	2615	2925	137	5	2665	2989	151	2760	3111	180
4	2545	2836	119	7	2595	2900	132	5	2655	2977	148	2755	3104	178
5	2550	2842	120	7	2580	2881	128	6	2665	2990	151	2760	3111	180
6	2580	2881	128	8	2580	2881	128	6	2645	2964	145	2755	3104	178
6	2560	2855	123	8	2550	2842	121	7	2655	2977	148	2755	3104	178
7	2570	2868	125					7	2645	2964	145	2755	3104	178
7	2550	2842	120					8	2650	2970	147	2760	3111	180
8	2570	2868	125					8	2625	2938	140	2745	3090	175
8	2550	2842	122											

WP = 4900

WP = 5200

WP = 5600

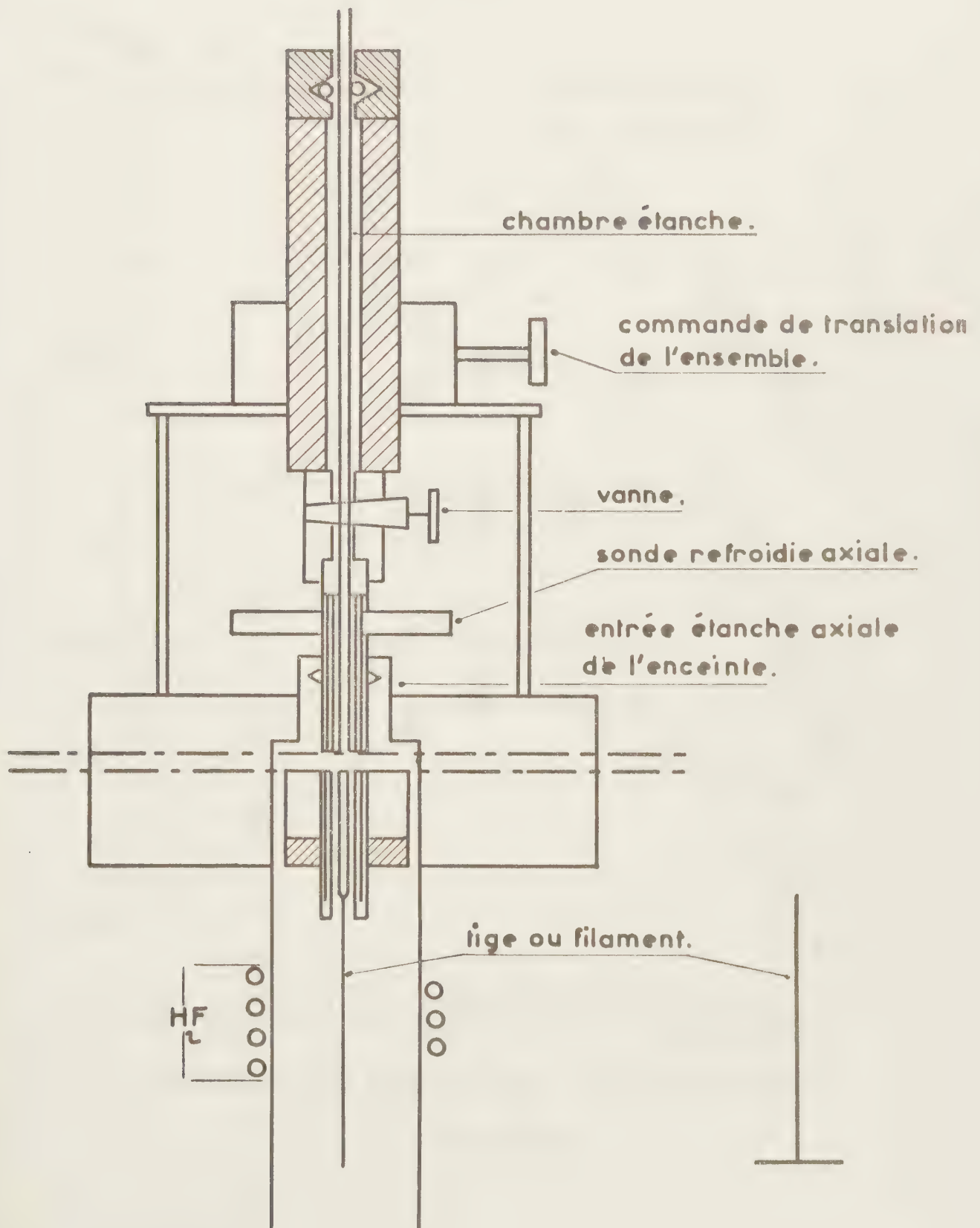
WP = 7400

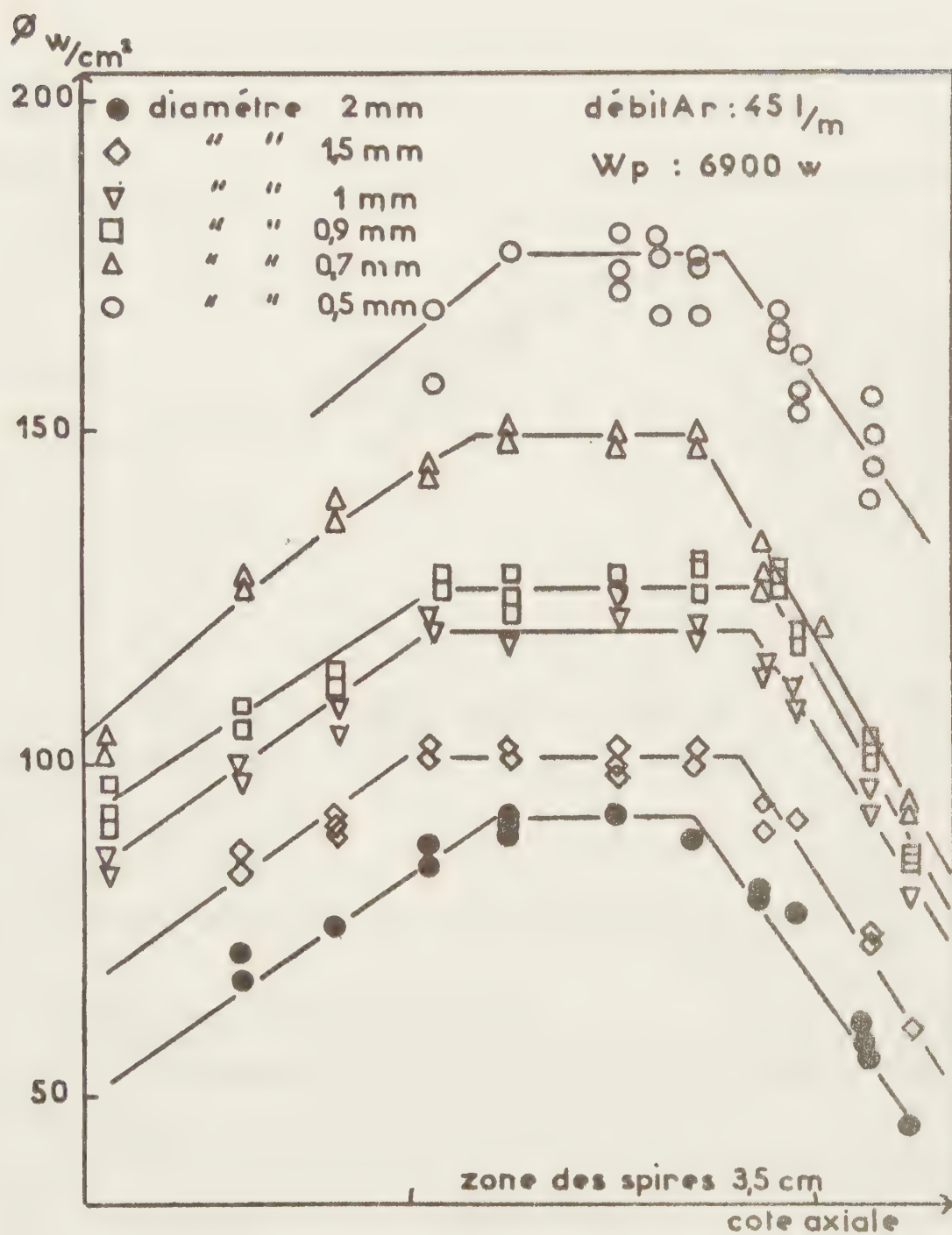
TABLEAU IV-6

VALEURS DES FLUX RAYONNES POUR DIFFERENTES PUISSANCES
DISSIPÉES DANS LE PLASMA PAR DES TIGES RADIALES ($d=2\text{mm}$)

INTRODUCTION DES TIGES AXIALES ET RADIALES

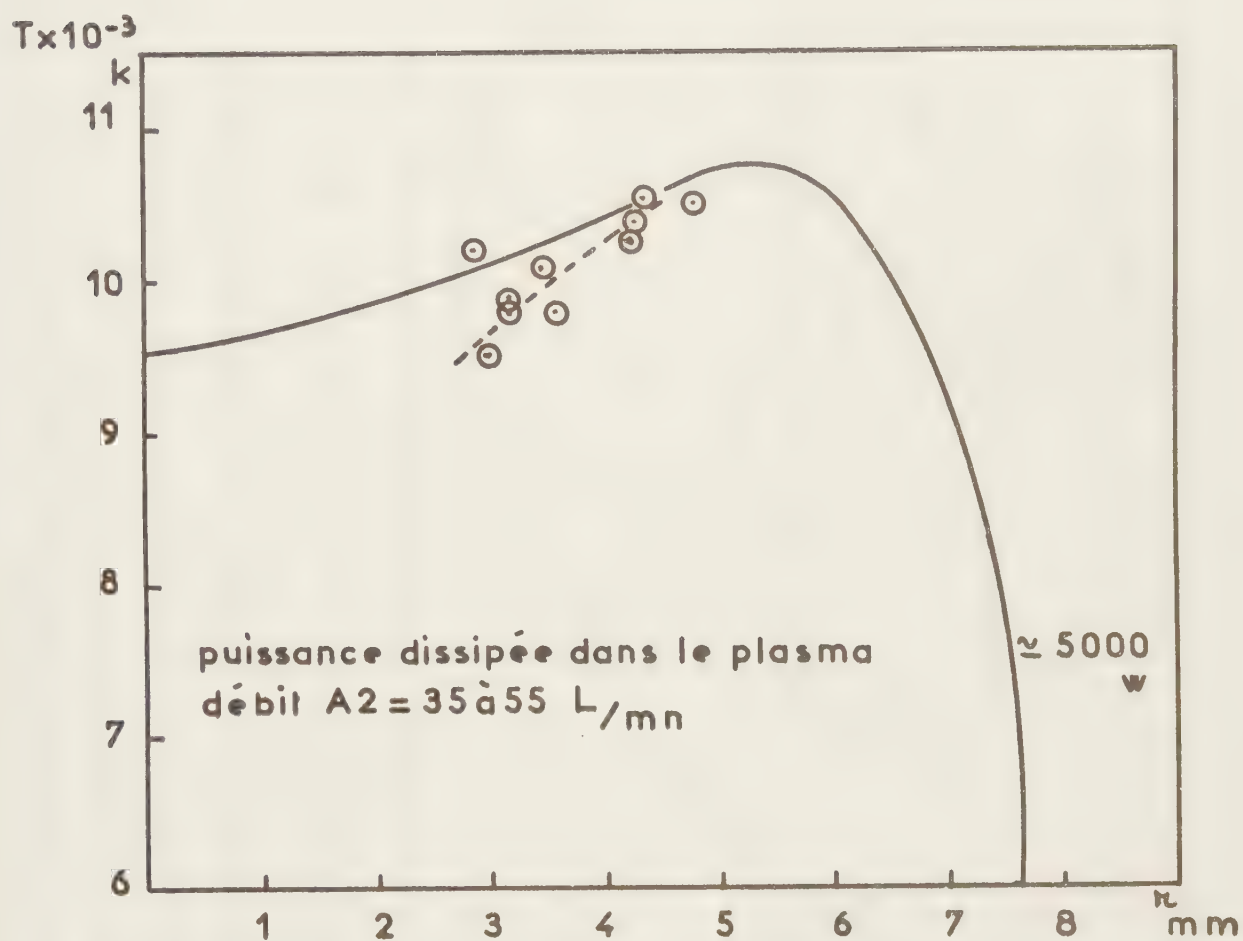
Figure IV.1.





Profil de flux rayonné par des tiges axiales

.figure IV.2.



position des couples $R_4 T_4$
par rapport au profil radial de température
dans la zone d'induction

figure n°.IV 3.

comparaison à la même cote $Z \equiv \frac{r^2}{T_1}$ des valeurs expérimentales et calculées des températures
 comparaison des profils de températures calculés par le modèle du four équivalent et le modèle de pénétration de la HF.

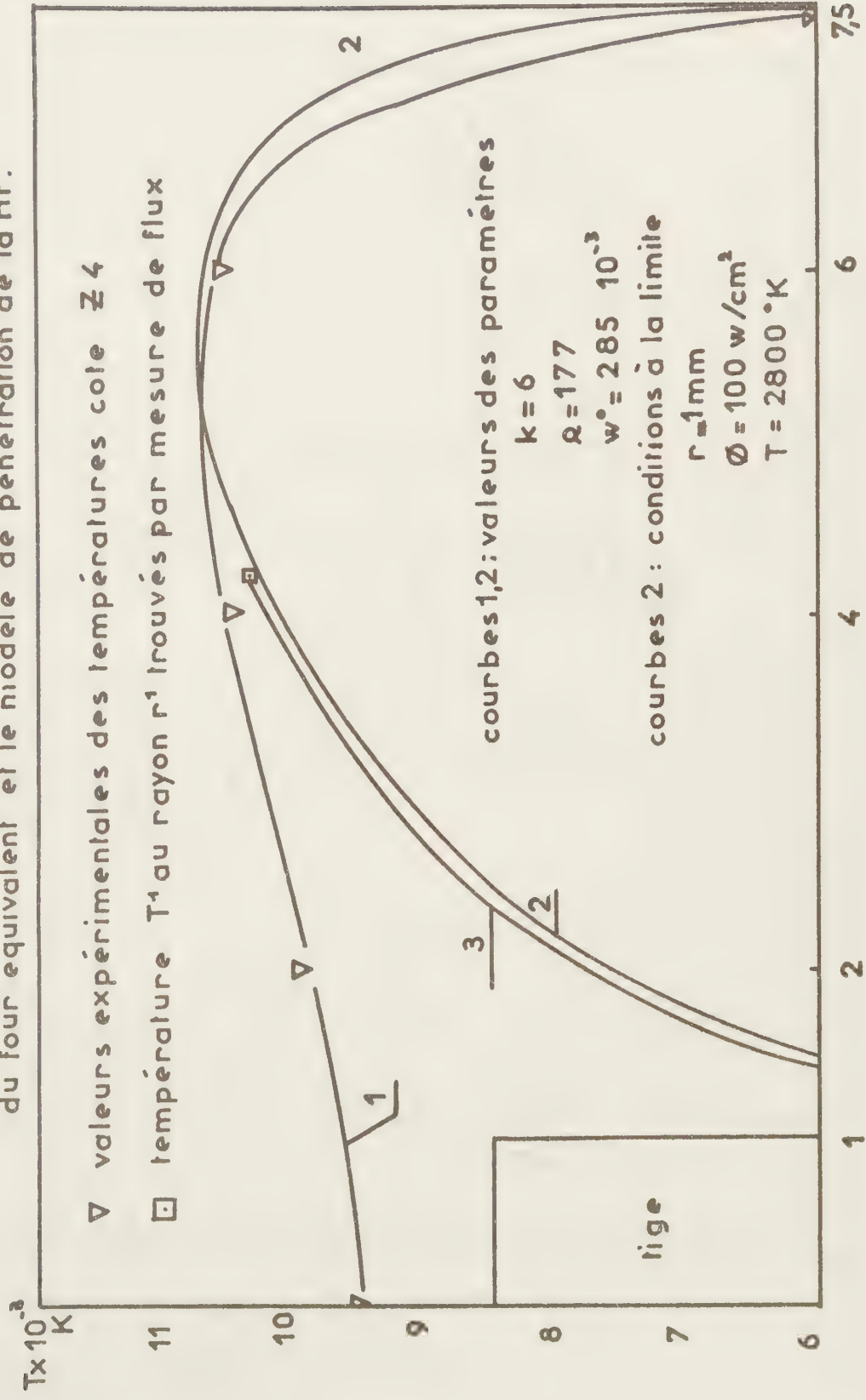


Figure IV.4.

Figure IV.5

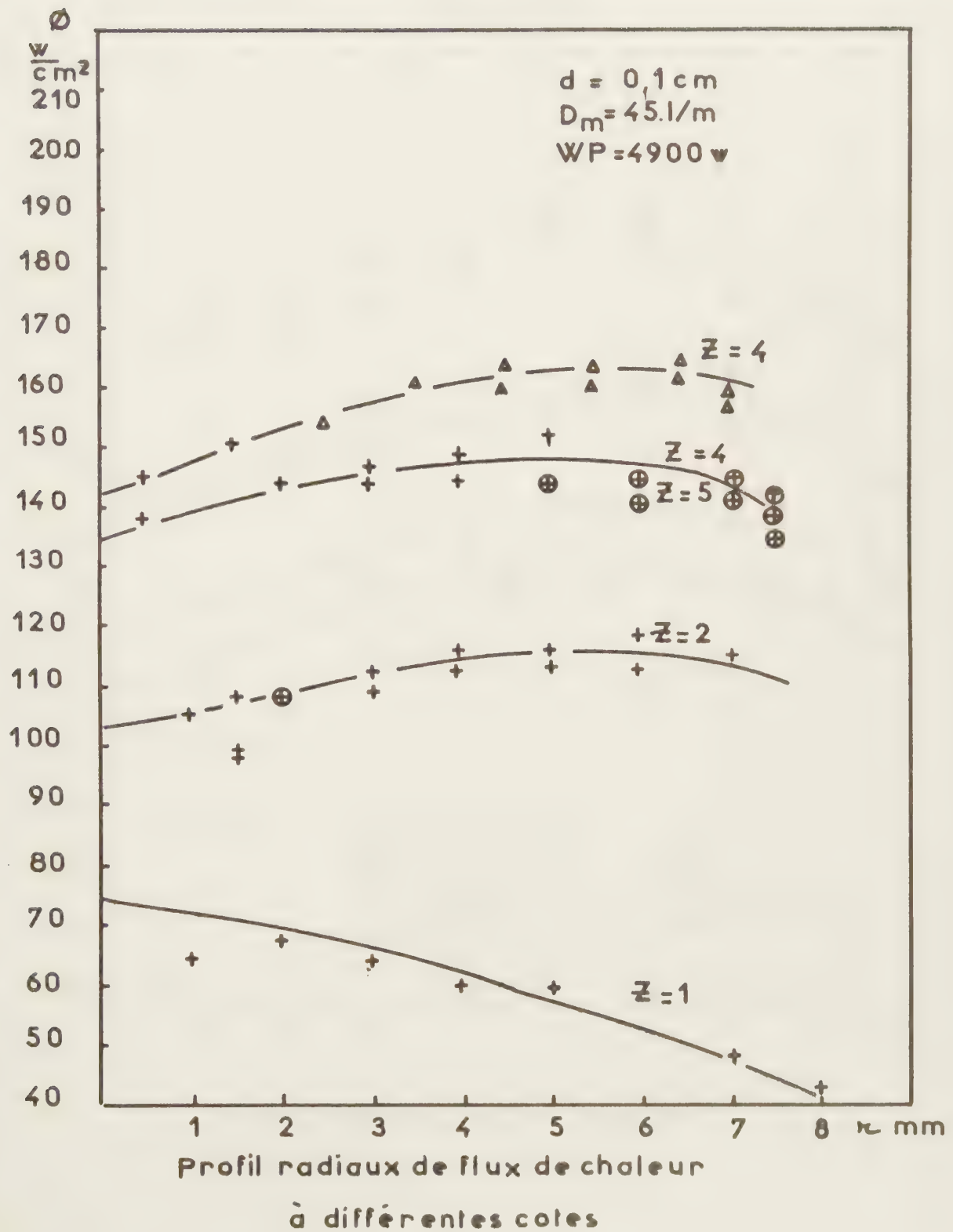
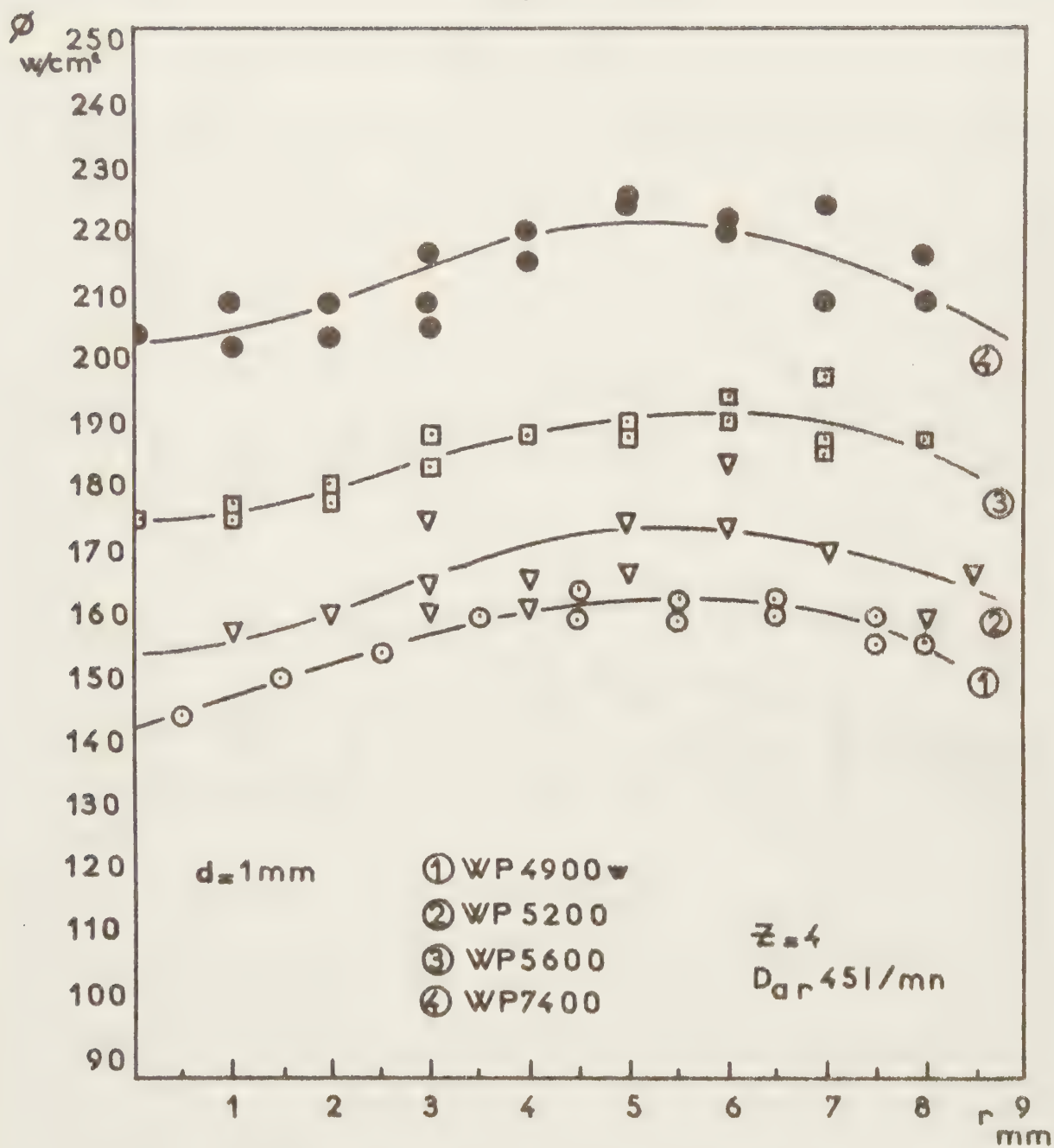
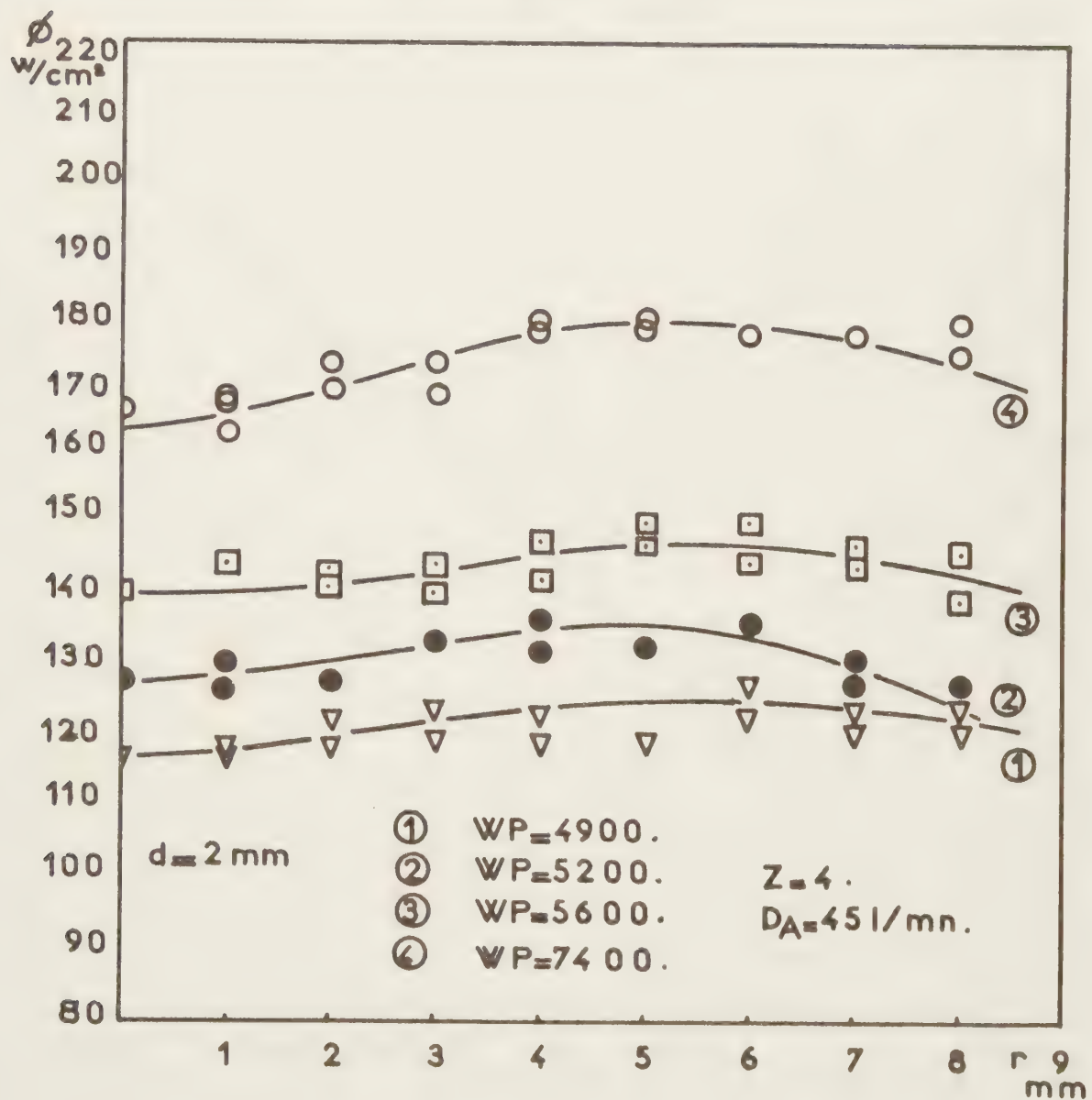


Figure IV.6.

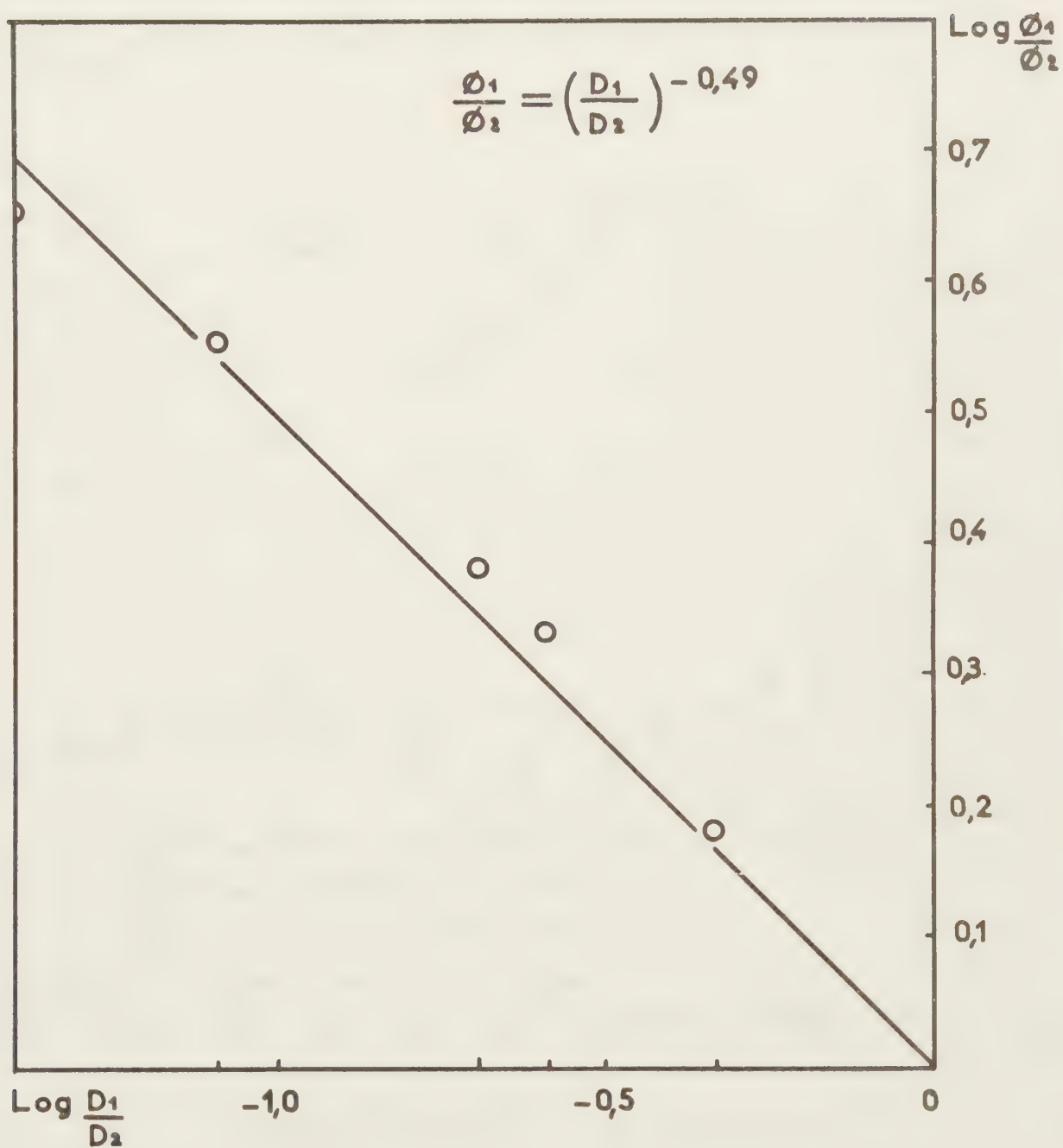


Profils radiaux de flux rayonné
à différentes puissances.

Figure. IV.7.



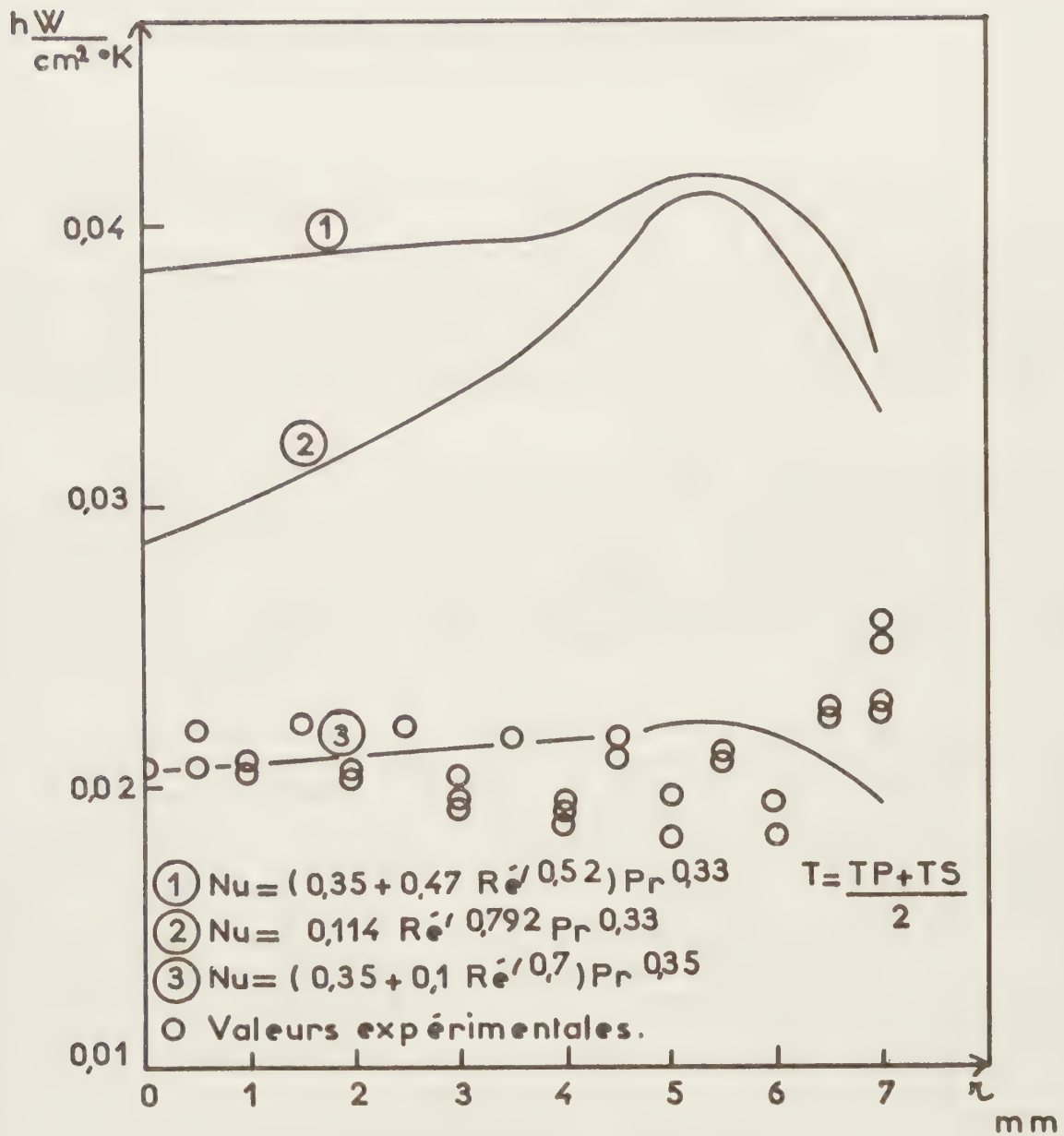
Profils radiaux de flux rayonnés à
différentes puissances.



Comparaison des flux reçus pour des tiges
axiales de différents diamètres.

série I

figure(IV 8).



Valeurs calculées et expérimentales,
du coefficient de transfert,
à une tige radiale.

. Figure IV. 9

CHAPITRE V

TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE QUANTITE DE MOUVEMENT A DES GRAINS

INJECTES A GRANDE VITESSE DANS UN PLASMA H.F.

5.1 - EXPOSE DU PROBLEME ET BIBLIOGRAPHIE

Dans certaines opérations industrielles on injecte des grains d'un matériau réfractaire dans un gaz à haute température issu d'un chalumeau oxy-acétylénique ou d'un chalumeau à plasma. Ces opérations ont pour but, soit de sphéroïdiser des particules d'oxydes (alumine, silice) ou de métaux réfractaires (tungstène, ...) soit de les projeter sur une paroi afin de la revêtir d'un dépôt protecteur.

L'étude complète des phénomènes associés à une telle opération nécessiterait, entre autre, la connaissance de la vitesse locale et instantanée et de la température superficielle des grains. Si l'on peut imposer une vitesse constante et connue au cours de l'échauffement, l'étude se ramène à celle du transfert de chaleur entre un solide et un gaz en mouvement relatif. Dans la majorité des cas cependant, il faut tenir compte des deux transferts de chaleur et de quantité de mouvement et donc, envisager des mesures de vitesse et d'enthalpie des particules.

Peu d'études ont été consacrées à ce type de problème, en ce qui concerne les chalumeaux à plasma. Notons cependant le travail de J.L. ENGELKE (35) qui a imaginé un modèle simplifié des transferts de chaleur et de quantité de mouvement pour un grain entraîné, à partir d'une vitesse nulle, dans un jet de plasma d'arc. Les mesures destinées à éprouver ce modèle consistent à repérer la longueur de parcours nécessaire à la fusion de différents composés réfractaires. L'accord entre la théorie et l'expérience semble confirmer les hypothèses d'un entraînement visqueux et d'un transfert de chaleur par conduction dans la couche limite entourant les grains. Peu de détails ont été donnés par l'auteur sur sa méthode de mesure mais on connaît la difficulté qu'il y a à déterminer avec précision le lieu où un grain, de diamètre assez mal défini à cause de la dispersion inévitable des granulométries de poudre, est effectivement complètement fondu. Le modèle de ENGELKE a été appliqué par C. BORGIANNI et Coll. (28), au cas d'un écoulement de plasma haute fréquence. L'hypothèse qui était faite par ENGELKE d'une vitesse initiale nulle ne nous semble cependant pas correspondre au cas le plus fréquent où l'on communique, par transport pneumatique, une énergie suffisante aux grains pour leur faire traverser la zone la plus chaude de la flamme. L'application du modèle permet pourtant d'adapter une courbe théorique à des mesures de taux de décomposition d'oxydes métalliques (CuO , Al_2O_3) en fonction de la distance à l'injection et de déterminer ainsi la valeur d'un "paramètre de transfert" dont la signification peut prêter à discussion (38).

A la suite de ces travaux, et de ceux de J.P. DAUVERGNE (31) qui avait imaginé et expérimenté un dispositif de mesure de l'enthalpie reçue par des grains d'alumine, nous nous sommes attachés à mesurer les deux grandeurs qui semblent indispensables.

- la vitesse locale des grains au cours de leur traversée de la flamme ;
- l'enthalpie qu'ils auront recueillie à une certaine distance de l'injection.

5.2 - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

5.2.1 - Introduction de la poudre

L'introduction de la poudre dans le four présente deux difficultés :

- disperser la poudre dans un courant de gaz qui l'amènera jusqu'à l'organe d'injection ;
- injecter la poudre selon un jet aussi directif que possible.

Ces deux difficultés ont été levées par J.P. DAUVERGNE dans sa thèse.

- La dispersion du produit, qui doit être aussi régulière que possible, s'effectue par le dispositif dont on trouvera le schéma de principe sur la figure (V-1). Rappelons que ce distributeur fonctionne par "abrasion éolienne" et permet d'atteindre des débits aussi faibles que 10 mg/mn pour des poudres de granulométrie supérieure à 5 microns.

- L'injection du produit, qui est amené du distributeur dans un courant d'argon, se fait à travers un tube de silice ou de pyrex de diamètre intérieur de l'ordre de 1 mm et de 25 cm de longueur. Cet injecteur est protégé par un chemisage refroidi et l'ensemble est placé dans l'axe du four comme on a pu le voir sur la figure (II-1).

Nous avons cependant apporté une modification à ce dispositif. En effet, le jet de gaz froid issu de l'injecteur perturbait notablement l'écoulement, pouvant même "souffler" le plasma aux forts débits et avec la géométrie du four que nous avons adoptée. Par ailleurs, pour modifier la vitesse d'injection, d'une expérience à l'autre, il fallait changer le débit de transport. La pénétration du jet de gaz froid était donc modifiée et, par conséquent, la longueur de zone chaude traversée, de sorte que des mesures à différentes vitesses étaient difficilement comparables. Pour pallier à cet inconvénient, nous avons imaginé de réaspirer le gaz de transport dans un espace ménagé entre l'extrémité de l'injecteur et un diaphragme porté par le chemisage. L'évacuation du gaz aspiré se fait dans l'espace annulaire situé entre les parois du chemisage et de l'injecteur. Le centrage relatif de ces deux pièces est obtenu par une hélice métallique placée dans le même espace annulaire. On trouvera sur la figure (V-2) le détail technologique de ce montage, ainsi que l'ensemble du circuit de contrôle et de mesure des débits de poudre, de gaz porteur et de gaz aspiré. Sur la figure (V-3) se trouvent les valeurs des débits de

gaz aspiré nécessaires pour annuler la perturbation : on voit que ces valeurs ne sont que faiblement supérieures à celle du débit porteur de sorte que l'on ne perturbe pas le plasma par l'aspiration. On verra par la suite que, pour autant que l'on règle correctement la distance entre l'extrémité de l'injecteur et le diaphragme, on ne perturbe pas les vitesses axiales ou radiales du jet de poudre.

Ce dispositif permet de faire varier par exemple les vitesses d'éjection du gaz porteur entre 0 et 180 m/s pour une pression dans le circuit d'argon de 1 atm et un injecteur de diamètre intérieur 0,7 mm. La vitesse d'injection devient donc un paramètre qui n'influe pas sur le milieu avec lequel les grains sont en contact. Cependant, alors qu'il apparaissait logique auparavant de supposer que les grains aillent à la même vitesse que le gaz porteur à l'éjection, on ne peut pas affirmer que l'aspiration ne freine pas leur mouvement. Nous verrons dans le paragraphe 5.3.2 relatif aux mesures de vitesse, qu'il n'en est rien mais que par contre le glissement des grains par rapport au gaz est souvent très important.

5.2.2 - Techniques de mesure de vitesse des grains

5.2.2.1 - Exposé du problème

Il s'agit de mesurer des vitesses locales probablement comprises entre 10 et 150 m/s, de grains dont le diamètre est au moins de 30 μ et qui sont en cours d'échauffement, dans un milieu fortement émissif. Dans le cas particulier du four haute fréquence, on peut distinguer trois zones où les problèmes sont sensiblement distincts :

- au voisinage de l'injection, les grains sont froids et bien que la puissance rayonnée soit moins importante dans cette région, le contraste lumineux des grains sur le plasma est nul ;
- dans la zone chaude située depuis l'entrée des spires jusqu'à la sortie du four, les grains étant chauds, rayonnent suffisamment dans certains cas pour qu'un contraste instantané existe. Cependant, les grains sont en mouvement et pour rétablir ce contraste sur un organe de mesure optique, il faut envisager des temps de pose de $1/5000^e$ à $1/100000^e$ de seconde ;
- dans la région située à l'extérieur du four, les grains très chauds rayonnent sur un fond dont l'émission lumineuse est sensiblement affaiblie pour devenir nulle à 4 cm de l'extrémité du four.

Dans cette zone le problème est donc nettement simplifié puisqu'il s'agit de mesurer la vitesse de grains visibles à l'oeil.

La discussion complète des différentes méthodes envisageables pour résoudre les problèmes posés par ces mesures a fait l'objet d'une publication très complète (37). Nous ne ferons que rappeler les principes des trois techniques effectivement expérimentées sur notre appareil :

5.2.2.11 - Miroir tournant à axe perpendiculaire au jet

Ce dispositif optique décrit sur la figure (V-4) convient en principe pour effectuer des mesures dans les deux zones où les grains sont déjà émissifs.

En agissant sur la vitesse de rotation du moteur d'entraînement du miroir, on immobilise l'image des grains en ajoutant vectoriellement à leur vitesse, une composante sensiblement parallèle. L'image obtenue à l'oeil est alors un ensemble de points qui correspondent chacun à des grains dont la vitesse V_g est liée à la vitesse de rotation du miroir ω et à la distance miroir-objet L selon $V_g = 4\pi\omega L$.

Pour explorer le champ de vitesse, il faut photographier le miroir pendant un temps connu et ceci pour toute une gamme de vitesses de rotation. C'est donc une méthode dont l'exploitation est assez lourde et qui peut donner des indications peu précises mais rapides sur les vitesses et leur dispersion si on se contente d'une observation visuelle.

5.2.2.12 - Miroir tournant à axe parallèle au jet (fig. V-4)

Ici encore, on compose le mouvement rectiligne de l'image du grain à un mouvement circulaire uniforme perpendiculaire. La projection du mouvement hélicoïdal résultant, dans le plan de symétrie de l'observation, se présente comme une droite si l'axe de rotation du miroir est dans le plan de la face réfléchissante. La pente de la droite obtenue mesure le rapport entre la vitesse vraie des grains et la vitesse de rotation des images. La photographie du miroir avec un temps de pose suffisant permet un grand nombre de mesures simultanées pour une seule vitesse de rotation du miroir.

Cette technique a été employée sur le four haute fréquence mais les vitesses de rotation du miroir n'ont pas permis de déceler des trajectoires dans la zone chaude. Par contre, on a pu mesurer les vitesses des grains à la sortie de l'injecteur, en l'absence de plasma, avec un dispositif d'éclairage extérieur.

5.2.2.13 - Caméra ultra rapide

La caméra dont nous disposons (HITACHI 16 M) peut fonctionner avec un obturateur à prisme de 4 ou 8 faces ou bien sans obturateur, avec un prisme fixe.

Emploi avec obturateur : schéma n° 1

On voit sur le schéma n° 1 l'image d'un grain sous la forme d'un trait dont on suit la progression image par image. Un dispositif de marquage de temps au $1/1000^e$ sec. permet de connaître la vitesse de défilement de la pellicule et la mesure du déplacement d'un grain d'une image à l'autre conduit à la vitesse moyenne de la particule entre chaque image.

Les temps de pose très faibles (10^{-5} sec) que l'on peut atteindre par cet appareil nous ont permis de voir des grains de carbone dans la zone la plus émissive de la flamme. Cependant la vitesse de défilement de la pellicule, nécessaire à l'obtention de ces temps très courts, n'autorise qu'une durée de prise de vue d'environ 2 sec. pour 30 m de film ; les informations enregistrées sont donc peu nombreuses ; par ailleurs, elles sont discontinues ce qui peut amener à confondre deux trajectoires simultanées.

Emploi sans obturateur : caméra à fente

En l'absence d'obturateur, on laisse se dérouler le film perpendiculairement à l'axe du jet de poudre. L'interposition d'une fente entre le film et l'objectif est nécessaire pour limiter le champ et déterminer un "temps d'exposition" du film. Sur l'épreuve le mouvement résultant apparaît sous la forme de trajectoires dont la pente est en chaque point une mesure du rapport de la vitesse apparente du grain et celle du film (fig. V-4). Dans nos conditions de prise de vue le champ était un parallélépipède de 9 cm de longueur, 3 mm de largeur et environ 5 mm de profondeur, de la sorte une trajectoire réelle détectée de l'injection à la sortie du four était très sensiblement rectiligne. Pour toutes les prises de vue que nous avons réalisées, nous avons employé des films couleurs (Kodachrome, ..., lumière artificielle) ; en effet, c'est grâce à la couleur que nous avons pu détecter les grains de carbone qui apparaissent en bleu sur un fond presque saturé. Par ailleurs, la couleur nous a permis de résoudre le dernier problème qui se posait, soit la détection des grains dans la zone d'injection. En effet, pour rendre visible les grains froids dans cette zone, nous les avons enduit au préalable de nitrate de baryum. Ce produit se volatilise dès le début de l'échauffement et laisse un panache allant à la vitesse du gaz. Sur un film en couleur (cliché 1), cette traînée apparaît rose ; selon que le grain est plus ou moins rapide que le plasma, sa trajectoire est située de l'un ou de l'autre côté du panache dont le bord net constitue donc la trajectoire apparente du grain. Dans certains cas le panache est coupé par la trajectoire montrant qu'à cet instant les vitesses du grain et du plasma sont égales.

Nous verrons, dans le paragraphe relatif aux résultats des mesures, que dans certains cas cependant, la méthode n'a pas donné entière satisfaction, en particulier pour des grains très fins (diamètre moyen $< 30 \mu$).

5.2.2.14 - Conclusion sur les techniques expérimentales

Chacune des techniques que nous venons de mentionner conserve son intérêt selon l'objet de la mesure. Souvent en effet il n'est pas nécessaire de connaître les vitesses avec une grande précision. On aura alors recours à l'une des deux premières méthodes présentées dont la mise en oeuvre ne nécessite qu'une appareillage simple. Par contre, si l'on veut procéder à des mesures systématiques et précises, il est beaucoup plus intéressant d'utiliser une caméra ultra-rapide. Notons cependant que, dans la publication précitée (37), il est fait mention d'autres méthodes que celles décrites ici (obturateur électronique, disque de Nipkov, célérimètre à disque tournant, ...) qui peuvent être précieuses dans certains cas.

5.2.3 - Techniques de mesure d'enthalpie des poudres

5.2.3.1 - Exposé du problème et principe de la méthode de mesure

Il serait souhaitable de connaître l'évolution de l'enthalpie reçue par les grains en chaque point au cours de leur traversée du plasma. Les difficultés pour atteindre directement cette grandeur sont, entre autres, le confinement du plasma dans un tube et la nécessité de ne pas perturber le milieu en amont du lieu de mesure. Nous nous sommes donc limités à l'évaluation de

l'enthalpie globale acquise par les grains à leur sortie du four. Précisons que les grains ont des diamètres compris entre 20 et 200 microns, une vitesse située dans la gamme 10 à 150 m/s et une enthalpie comprise entre 100 et 1500 cal/g selon le matériau.

Trois méthodes en particulier ont été décrites dans la littérature. Dans la première (12) on photographie les grains à leur sortie de la zone de chauffage, sur une pellicule dont on connaît la courbe de densité en fonction de la lumination monochromatique reçue ; cette mesure conduit à la température superficielle du grain. Dans l'autre procédé (36) on mesure la température stationnaire atteinte par une cible plane recevant le jet de grains. Cette dernière méthode ne s'applique qu'à des grains métalliques et fondus afin qu'ils adhèrent à la cible et ne constituent pas une barrière thermique pour les grains suivants. Enfin, la technique récemment proposée par BORGIANI et Coll. (28) consiste à recueillir à la sortie du four les produits de la décomposition thermique de poudres d'oxydes injectées dans un plasma H.F. Le taux de décomposition est relié à l'accroissement d'enthalpie des grains lors de leur traversée de la flamme. Cette méthode s'applique dans le cas où aucune réaction secondaire entre le plasma et les produits de décomposition n'est prévisible.

Les procédés que nous avons adoptés au laboratoire consistent, dans leur principe, à placer, normalement au jet de gaz porteur des grains, une plaque refroidie percée d'un orifice ouvrant sur une chambre, par ailleurs étanche, qui contient un dispositif calorimétrique. L'orifice doit être suffisamment petit pour que le jet de gaz soit dévié latéralement alors que les grains pénètrent dans la chambre du fait de leur énergie cinétique. Notons que dans une première série d'expériences la chambre était alimentée en continu par un débit auxiliaire d'argon afin de provoquer dans l'orifice un contre courant de gaz froid destiné à empêcher la pénétration du plasma. Ceci s'est révélé inutile sous réserve que la chambre soit rigoureusement étanche, hormis l'orifice.

L'élément calorimétrique logé dans la chambre refroidie peut être :

- soit une lame d'étain
- soit un bain d'huile
- soit un bloc de glace en fusion

5.2.3.2 - Calorimètre à lame d'étain (figure V-5)

Nous rappellerons ici le principe de ce dispositif utilisé par J.P. DAUVERGNE dans sa thèse (31), à seule fin de pouvoir en comparer les performances avec les autres méthodes. L'élément calorimétrique est constitué d'un disque en alliage d'étain à bas point de fusion ($T_p = 180^\circ$), de 5 mm de diamètre environ, qui assure la jonction des deux fils d'un thermocouple. Cette lame est placée en regard de l'orifice de la chambre et reçoit l'impact des grains qui viennent y adhérer. La pesée de la poudre recueillie et l'enregistrement de la montée en température du thermocouple, à partir de l'équilibre atteint sous plasma seul, conduisent à la valeur de l'enthalpie à déterminer. Un étalonnage préalable est nécessaire pour déterminer le facteur de perte thermique du disque.

DAUVERGNE signale cependant que le faible poids de poudre tolérable sur le disque pour que la mesure ait un sens (environ 5 mg), limite la précision du procédé. On doit aussi être sûr que tout grain frappant la cible y reste attaché.

Nous n'avons pas repris ce dispositif qui semble surtout adapté à collecter des grains très chauds arrivant à faible débit. Les résultats obtenus par DAUVERGNE avec cet appareil restent cependant intéressants et nous les rappellerons plus loin.

5.2.3.3 - Calorimètre à bain d'huile (figure V-5)

Ce calorimètre, qui ressemble à un petit vase Dewar, est un récipient de verre à doubles parois, avec intervalle vide d'air, contenant 3 cm³ d'huile dans laquelle sont immergés un thermocouple et une résistance électrique d'étalonnage. Les connexions électriques traversent le bouchon de polythèse qui constitue le fond du récipient. La soudure du thermocouple est solidaire d'une tôle de cuivre roulée en cylindre sur toute la hauteur de l'huile, ce qui homogénéise la température du bain. La poudre tombe dans l'huile et s'accumule au fond du récipient. Elle est ensuite recueillie et pesée.

On procède successivement aux opérations suivantes :

1 - Enregistrement de la montée en température du calorimètre, en place sous le four à plasma. Cette élévation de température, au-dessus de l'ambiante, se stabilise à une valeur ΔT_p de l'ordre de 50°C.

2 - Injection de poudre à débit constant qui provoque une nouvelle montée en température qui se stabilise à une valeur ΔT_g .

3 - Arrêt de l'injection de poudre. La température redescend jusqu'à l'équilibre précédent.

4 - Enregistrement d'une montée en température due au chauffage par la résistance électrique d'étalonnage jusqu'à atteindre une valeur d'équilibre ΔT_R .

5 - Arrêt du chauffage électrique et mesure de la décroissance de température comme au 3°.

Quelles que soient les conditions de chauffage le bilan différentiel d'enthalpie dans l'huile du calorimètre s'écrit :

$$\frac{d\mu T}{dt} = Q - \alpha(T - T_e)$$

où μ est la capacité calorifique de l'ensemble

Q le flux de chaleur apporté au calorimètre

α le coefficient de pertes thermiques

T_e la température ambiante supposée constante

L'intégrale de cette équation est une exponentielle. En prenant comme origine des temps de début de chaque branche de courbe, on obtient les équations suivantes :

$$\alpha \Delta T = Q \left[1 - \exp \left(- \frac{\mu t}{\alpha} \right) \right] \quad \text{pour les branches croissantes}$$

$$\alpha \Delta T = Q \cdot \exp \left(- \frac{\mu t}{\alpha} \right) \quad \text{pour les branches décroissantes}$$

où ΔT est l'écart entre la température à l'instant t et la température d'équilibre de la branche précédente.

Dans ces équations le terme Q peut être :

- soit Q_p : chaleur apportée par le plasma seul
- soit Q_g : chaleur apportée par les grains
- soit Q_r : chaleur apportée par effet Joule

La pratique de mesures comparatives évite d'avoir à déterminer α et μ , il suffit de vérifier, à des temps égaux, la relation suivante :

$$\frac{\Delta T_g}{\Delta T_r} = \frac{Q_g}{Q_r}$$

si ΔT_g et ΔT_r représentent respectivement les écarts de température dus aux grains et au chauffage électrique, par rapport à l'équilibre précédent et au bout du même temps.

Dans le cas où, en présence des grains, on atteint l'équilibre sans que l'huile ne dépasse sa température de décomposition, nous pouvons comparer simplement les hauteurs de paliers, soit écrire que :

$$\frac{\Delta T_g}{\Delta T_r} = \frac{\Delta Q_g}{\Delta Q_r} \quad (a)$$

Une série d'expériences préliminaires nous a montré que la relation (a) n'était bien vérifiée que si Q_g et Q_r ne différaient pas de plus de 50 % ; il suffit donc d'ajuster Q_r pour que cette condition soit remplie.

Discussion de la méthode

- La première limitation de ce procédé est liée à la température des grains à leur immersion dans l'huile.

Des grains trop chauds peuvent provoquer une certaine vaporisation de l'huile qui ira se condenser sur les parois froides de l'orifice du calorimètre ou même hors du calorimètre. Les pesées du calorimètre avant et après expérience permettent éventuellement de déterminer le terme correctif correspondant.

Des grains encore plus chauds entraînent un certain craquage des molécules d'huile. L'énergie consommée est inconnue et ne peut faire l'objet d'une correction car les produits de décomposition restent dans le calorimètre (les grains deviennent noirs). Nous avons essayé diverses qualités d'huile et sélectionné l'huile HOUGHTON STAP 310 (généralement utilisée à la lubrification). Cette huile ne se décompose pas de façon appréciable quand elle reçoit un jet de 50 mg/mn de grains d'alumine à une température moyenne de 2000° C (1000 cal/g).

- Une autre limitation vient de la nécessité d'avoir un débit de

.../...

poudre constant dans le calorimètre. Cette condition n'est pas remplie si l'orifice de la chambre s'obstrue, ce qui peut arriver quand, pour les faibles vitesses d'injection, le jet est trop dispersé. Il faut alors dégager l'orifice en cours d'expérience ce qui introduit des perturbations sur la courbe de température correspondante.

Notons que nous avons essayé de disposer dans le bain d'huile un micro-agitateur à ailette commandé par une transmission magnétique et qui avait pour but de mieux homogénéiser la température du fluide. Nous avons dû renoncer par suite de problèmes d'étanchéité mais cette amélioration aurait certainement rendu la mesure plus sûre.

Conclusion : extension de la méthode

Cette technique convient très bien pour des mesures précises sur des débits importants de grains de faible enthalpie spécifique. Pour des grains plus chauds l'huile devrait être remplacée par un fluide plus thermostable. Ce pourrait être du mercure^{pour} des grains de matériaux lourds (W, Ta, Mo) (à condition d'isoler résistance et thermocouple). Pour des matériaux moins denses, il n'existe malheureusement pas de matériaux liquides à température ordinaire, de densité inférieure à 3 et de stabilité suffisante jusqu'à 400-500°C. C'est pourquoi nous avons dû, dans notre cas particulier de grains très chauds sortant du four haute fréquence, utiliser un autre procédé décrit ci-après.

5.2.3.4 - Calorimètre à fusion de glace (figure V-5)

Ce calorimètre utilise le même récipient en verre (Dewar) que le dispositif à bain d'huile. Le fluide est ici de l'eau qui est gelée à -20°C. Un thermocouple coulissant dans un fin tube de nickel coaxial au récipient, et fermé à son extrémité, vient affleurer la surface de la glace.

La technique opératoire est sensiblement plus simple que dans le procédé précédent :

A l'aide du thermocouple, on suit en continu l'évolution de la température au sein de la glace. Dès le début du palier à 0°C le calorimètre est mis en place sous le four à plasma préalablement mis en marche. Après environ une minute, on commence à injecter la poudre dont la fraction reçue dans le calorimètre contribue à fondre la glace. Quand cette fusion est terminée, ce qui se voit directement et sur l'enregistrement de température, on retire le calorimètre et on note la température moyenne de l'eau $\Delta\theta$. Les pesées du récipient avant et après injection, puis la pesée de la poudre séchée donnent la masse de glace fondue m_e , la quantité de poudre recueillie m_p (de 0,1 à 0,3 g environ), et la quantité d'eau éventuellement vaporisée m_p . L'enregistrement permet entre autre de connaître le temps t qu'a duré la fusion de sorte que le bilan s'écrit :

$$m_g Q_g = m_e (\Delta H_F + \Delta\theta) + m_p \Delta H_v - t \phi_p$$

où ΔH_F et ΔH_v sont respectivement les chaleurs de fusion et vaporisation de l'eau. Auparavant et pour chaque calorimètre, on a étalonné l'apport de chaleur dû au plasma seul ϕ_p . Cet apport est sensiblement de 1 Watt dans nos con-

ditions expérimentales et nous avons montré que ce terme, en tout cas au cours de l'étalonnage, n'était dû qu'au rayonnement du plasma à travers l'orifice de la chambre ; en effet, en disposant une lame de verre entre l'orifice de la chambre et le haut du calorimètre la puissance due au plasma n'est pas sensiblement modifiée. Ceci concorde avec la supposition faite de la non pénétration du gaz chaud dans la chambre.

Discussion

Le problème de l'homogénéité de température de l'huile du calorimètre qui nécessitait la présence d'une pièce de cuivre ou d'un agitateur est ici résolu : la glace monte au fur à mesure qu'elle fond par le haut et l'eau en descendant se met en équilibre thermique avec la glace.

La mesure étant globale, des variations du débit de poudre n'affectent pas le résultat.

REMARQUES

1 - Nous nous étions aperçus que les valeurs d'étalonnage des différents essais successifs n'étaient pas reproductibles à plus de 10 % alors que les températures d'équilibre des calorimètres à huile sous plasma seul qui procèdent du même phénomène, se reproduisaient à moins de 1°C près. Ces irrégularités étaient probablement dues à l'état de cristallisation de la glace qui absorbait plus ou moins le rayonnement selon les cas. Pour remédier à cet inconvénient, nous avons teinté l'eau du calorimètre ; dans ces conditions et après avoir amélioré le système de positionnement sous le four, les étalonnages sont devenus reproductibles à 1 % près.

2 - Nous avons effectué les mesures avec un jet de 7 calorimètres. Il nous a semblé que certains de ceux-ci donnaient des résultats différant toujours dans le même sens par rapport à l'ensemble des autres. Il n'a pas été possible de déterminer avec précision quel paramètre, associé à chaque calorimètre, pouvait expliquer cette dispersion des résultats. Ce phénomène, lié au temps de fusion de la glace, explique que pour les faibles valeurs d'enthalpie l'incertitude soit supérieure à 20 %.

Ce type de calorimètre admet des débits de grains chauds plus grands que les types précédents, la précision de la mesure restant bonne ; cependant pour des poudres de granulométrie supérieure à 100 μ il arrive que, pour de trop forts débits les grains s'accumulent sur le glaçon, l'empêchant de monter. Cela entraîne un échauffement anormal, au voisinage de la surface, qui est à éviter car l'ensemble n'est plus dans des conditions d'étalonnage et on constate que les pertes en eau par vaporisation peuvent atteindre 5 % de la quantité d'eau au lieu de 1 % environ dans des conditions normales.

5.2.3.5 - Conclusions sur les méthodes expérimentales

Nous avons expérimenté trois méthodes de mesure possible pour le problème que nous nous posons. A l'usage et pour les raisons citées dans le texte,

c'est la dernière technique qui a été utilisée pour établir les résultats présentés dans les paragraphes suivants. Cependant, aucun des procédés n'est entièrement satisfaisant et la précision que l'on peut attendre de telles mesures ne peut guère dépasser 15 %. Cependant, cette imprécision, que nous avons déterminée en étudiant la reproductibilité des mesures est peut être autant liée à la nature du phénomène dont on mesure les effets qu'à la méthode de mesure elle-même.

5.3 - RESULTATS DES MESURES DE VITESSE

5.3.1 - Champ d'expérience et résultats bruts

a) Champ d'expérience

Nous avons employé la méthode de mesure des vitesses des grains par une caméra à fente telle qu'évoquée en 5.2.2.13 et mieux décrite dans l'article de LEMOINE et Coll. (37). Les conditions opératoires relatives à la caméra ne seront pas précisées car elles sont spécifiques de l'appareil utilisé. Nous avons limité les mesures à la détermination du profil de vitesse de grains ne s'écartant pas trop de l'axe du four. Ceux-ci sont en effet injectés axialement au plasma à environ 1,9 cm de la zone d'induction (figure II-1). Dans des conditions favorables d'injection, la dispersion du jet de poudre n'excède pas 12% au cours de la traversée du plasma (31). Par ailleurs, c'est sur les grains ayant une trajectoire sensiblement axiale qu'ont été effectuées les mesures d'échauffement par calorimétrie.

Les matériaux injectés sont de l'alumine dans les granulométries (1) 35-37 μ , (2) 80-100 μ , (3) 112-125 μ , (4) 140-150 μ et du carbone de granulométrie 112-125 μ .

Les lots de grains sont obtenus par tamisage ou par élutriation centrifuge pour les plus fins. Les granulométries sont déterminées par comptage sous microscope. Le lot (1) est constitué de grains sphéroïdisés par passage dans un plasma d'arc.

La vitesse d'injection des grains à l'entrée du four, constitue un autre paramètre d'action sur les vitesses. Trois vitesses initiales ont été fixées pour tous les lots, à savoir : 70 m/s, 51 m/s, 29 m/s. Nous verrons tout de suite comment cette vitesse initiale a été déterminée.

Les conditions opératoires du four pour toutes les expériences à venir seront les conditions standards :

- débit d'argon plasmagène : 45 l/mn
- diamètre intérieur du four : 25 mm
- fréquence du courant induit : 4,3 M Hz
- puissance dissipée dans le plasma : 4 900 W

Ces conditions sont celles pour lesquelles ont été déterminés les profils de température par la sonde calorimétrique et elles ne seront pas re-précisées ultérieurement.

b) Détermination de la vitesse initiale d'injection

La détermination de la vitesse initiale d'injection a fait l'objet d'une série de mesures particulières.

Dans la zone immédiatement voisine de la sonde d'injection, les grains sont encore froids et ne rayonnent pas. Par ailleurs, le film de nitrate de baryum dont ils sont enduits afin de les détecter ultérieurement, n'est pas encore vaporisé. Il faudrait donc éclairer ces grains sur un fond sombre pour les détecter par un moyen optique quelconque. La présence du plasma interdit l'établissement de ce fond. Cette mesure a donc été faite, dans le four, plasma éteint, avec un éclairage auxiliaire à 45° de l'axe optique de la caméra et orthogonal à l'axe du jet de poudre.

Les valeurs qui sont présentées sur la figure (V-6) sont les moyennes des vitesses individuelles mesurées sur un échantillon de 80 grains environ pour chaque vitesse calculée du gaz porteur. La répartition des vitesses autour de la moyenne, due en particulier à la dispersion granulométrique de chaque lot, est sensiblement symétrique comme on le voit figure (V-7) à titre d'exemple.

Des mesures comparatives ont été effectuées, par ailleurs, pour tester l'influence de l'aspiration du gaz porteur sur la vitesse initiale des grains. Nous avons constaté que les vitesses n'étaient pas sensiblement perturbées, en moyenne jusqu'à 3 cm de la sortie de l'injecteur (figure V-7). A priori, c'est ce point qui avait justifié d'entreprendre ces mesures. Auparavant (31), ces vitesses étaient supposées égales à celle du gaz porteur.

REMARQUES

Nous avons noté que, dans la gamme des granulométries utilisées, les vitesses initiales moyennes ne dépendaient pas du diamètre des grains d'une façon décelable, ni du débit de poudre dans la gamme 50 mg/mn à 200 mg/mn où nous travaillions. Ceci justifie la présentation d'une courbe unique de vitesse de grains sur la figure (V-6).

Par ailleurs, des photographies du jet de poudre avec et sans aspiration du gaz porteur, ont montré que l'expansion du jet est légèrement plus importante avec l'aspiration (environ 1° d'arc). Cependant cette expansion est surtout une fonction décroissante de la vitesse du gaz porteur.

Le but des expériences présentées ici n'étant pas l'étude d'un jet à deux phases, nous n'avons pas été plus loin dans cette voie.

c) Vitesse locale instantanée des grains le long de l'axe du plasma

Comme il a été dit auparavant, les grains sont enduits d'un film de nitrate de baryum qui laissait, en s'évaporant dans le plasma, un panache apparaissant en rose sur les prises de vue.

Grâce à cette technique, nous avons détecté des trajectoires dans la

zone d'émission lumineuse intense du plasma. Dans cette région cependant, le nombre de traces propres à une mesure a toujours été plus faible que dans la zone aval de l'inducteur.

Nous présentons sur les figures V-8 à V-10 les profils des moyennes de vitesse locale tracés à partir des mesures individuelles en 6 points de la trajectoire.

REMARQUE

Certains points sont obtenus avec une grande incertitude occasionnée par le petit nombre de mesures effectuées à cette cote.

5.3.2 - Signification des résultats bruts

a) Vitesses initiales

A l'examen des courbes de la figure V-6, on voit qu'il est inexact d'assimiler la vitesse d'injection des grains à celle du gaz porteur à la sortie d'injecteurs dont le diamètre est de l'ordre du millimètre. Ce glissement, comme il a été dit, n'est pas le fait de l'aspiration du gaz de transport.

Nous avons admis que ces mesures, effectuées plasma éteint, restent valables lorsque le four fonctionne, conditions où les mesures ne sont pas envisageables (cf. V-31 b).

A l'appui de cette hypothèse, nous avons noté que la mise en marche du four n'induisait aucune perturbation dans le circuit du gaz porteur et que les suppressions dans le four, en présence du plasma, sont très faibles (nous avons utilisé la sonde calorimétrique comme tube de Prandtl).

Les conditions dynamiques à la sortie de l'injecteur étant les mêmes, les vitesses initiales d'injection des grains doivent être identiques, que le four soit en marche ou non.

b) Profil de vitesse dans l'axe du four

Les profils expérimentaux obtenus montrent deux particularités communes :

- ils présentent en général une partie décroissante d'autant plus importante que la vitesse d'injection est grande ;
- ils semblent tous rejoindre asymptotiquement une vitesse indépendante de la vitesse d'injection et de la granulométrie lorsque celle-ci est supérieure à 80 μ environ.

Notons que dans la zone du "palier" de vitesse, les valeurs expérimentales proposées sont les moyennes de quelques 40 à 100 mesures individuelles. Dans la zone de freinage, par contre, le nombre de mesures est plus faible souvent 10 à 15 trajectoires seulement ont été détectées ; la signification des moyennes dans cette zone est imprécise.

Il est vraisemblable, de plus, que cette moyenne est biaisée. Les grains visibles dans la zone en question sont les plus émissifs ou encore ceux qui ont atteint la température d'évaporation du nitrate de baryum. Ce sont donc probablement les grains de plus faible diamètre du lot considéré. Par là ils constituent un mauvais échantillon de l'ensemble des particules et la signification de leur vitesse moyenne est douteuse.

Nous pouvons cependant affirmer que les grains subissent successivement un freinage à leur entrée du four et une accélération dans la zone de l'inducteur. Ce sont ces constatations que nous essayerons d'interpréter maintenant.

REMARQUES

1 - Pour le lot d'alumine 35-37 μ , à la plus faible vitesse d'injection, la dispersion du jet n'a pas permis de détecter un nombre suffisant de trajectoires pour présenter un profil de vitesse.

2 - Pour ce même lot, on constate un freinage des grains à leur sortie du four. Ces grains à faible inertie dynamique suivent vraisemblablement mieux le ralentissement probable du plasma à la sortie du four.

5.3.3 - Essai d'interprétation des mesures

Une évaluation grossière des forces d'entraînement visqueux dans le plasma laisse penser que le mouvement des grains pourrait être régi par d'autres forces associées au profil axial de température établi dans le plasma.

La portion de la trajectoire des grains où ceux-ci subissent un freinage, coïncide sensiblement avec une zone du plasma où est établi un fort gradient axial de température (voir figure III-10). Des forces dites radiométriques dépendant du gradient de température dans le plasma, ont déjà été invoquées par DAUVERGNE (31) pour expliquer l'existence d'une vitesse optimale d'injection V_i des grains inversement proportionnelle au rayon moyen des particules de chaque lot considéré.

Les forces radiométriques, appelées forces de thermophorèse dans le cas d'un solide placé dans un gradient de température, ont une résultante dirigée dans le sens des températures décroissantes et peuvent donc contribuer au freinage des grains à l'entrée du four.

Notons cependant que l'on aurait dû constater expérimentalement une accélération des grains à leur sortie du four par un phénomène inverse. Cette action, moins intense puisque le gradient axial de température est moins accentué après l'inducteur, a pu être masquée par des phénomènes d'entraînement visqueux.

5.3.3.1 - Action des forces de thermophorèse

a) Rappel

Les forces de thermophorèse sont exercées par un gaz sur tout objet

chauffé non uniformément et sont le fait soit d'un gradient de température dans le gaz, soit du rayonnement non uniforme du gaz. L'influence éventuelle du rayonnement est faible et ne sera pas envisagée ici.

Dans ces conditions, EPSTEIN (41) propose pour la résultante F_T des forces de thermophorèse dues à un gradient de température dT/dx agissant sur une sphère de rayon r , en un point où la température est T , l'expression :

$$F_T = - \frac{9\pi\lambda}{2\lambda+\lambda_a} \frac{\eta^2}{\rho} \frac{r}{T} \frac{dT}{dx}$$

où λ et λ_a sont respectivement les conductibilités thermiques dans le gaz et le solide, η la viscosité du gaz et ρ sa masse volumique.

Cette expression a été vérifiée expérimentalement par ROSENBLATT et LAMER (42) dans l'hypothèse où les courants de convection et le rayonnement de la particule sont négligeables.

b) Evaluation numérique

Négligeons à la fois les forces d'entraînement visqueux et la déviation du jet. Pour un grain de diamètre d , dont la vitesse axiale est V et la masse volumique ρ_d , on peut écrire :

$$\rho_d \frac{\pi d^3}{6} \frac{dV}{dt} = - \frac{9\pi\lambda}{2\lambda+\lambda_a} \frac{\eta^2}{\rho} \frac{d}{2T} \frac{dT}{dx}$$

soit encore :

$$V \cdot dV = - \frac{27}{\rho_d d^2} \frac{\lambda}{2\lambda+\lambda_a} \frac{\eta^2}{\rho} \frac{dT}{T}$$

Si V_1 et V_2 sont respectivement les vitesses du grain aux points où la température est T_1 et T_2 , il vient :

$$\frac{\Delta V^2}{2} = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{27}{\rho_d d^2} \frac{\lambda}{2\lambda+\lambda_a} \frac{\eta^2}{\rho} \frac{dT}{T} \quad (I)$$

De nos expériences nous pouvons tirer un ordre de grandeur indicatif de $\Delta V/2$. Nous avons vu, par exemple, qu'un grain de vitesse initiale $V_1=70$ m/s entre dans la zone isotherme à $V_2=50$ m/s, soit :

$$\left| \frac{\Delta V^2}{2} \right| = 12 \cdot 10^6 \text{ (cm/s)}^2$$

Cet ordre de grandeur sera comparé avec les valeurs calculées du membre de droite de l'expression (I). Pour faire ce calcul, nous avons admis un profil axial linéaire de température entre la zone isotherme du plasma (10000°K) et le point d'injection des grains d'alumine (300°K).

Les valeurs de la conductivité thermique de l'alumine sont tirées de la littérature (43). Les valeurs de λ , ρ , η sont calculées par les expressions précisées en annexe (VI).

Le tableau ci-après, donne le résultat du calcul pour différentes valeurs du diamètre d :

.../...

dr	0,1	1	10	30	50	100
$\left \frac{\Delta V^2}{2} \right $ (cm/s) ²	350x10 ⁶	0,35 10 ³	3,5 10 ⁶	389	140	35

L'ordre de grandeur des résultats montre clairement que même un grain de 35 μ auquel on affecte la plus faible vitesse d'injection de la répartition de la figure (V-7), soit 36 m/s, ne sera pas affecté par les forces de thermophorèse. A fortiori, la déccélération constatée de grains de plus de 100 μ ne saurait être expliquée par ce mécanisme.

En conclusion, les forces de thermophorèse qui agissent considérablement sur des particules d'un diamètre de l'ordre de 0,1 μ et qui expliquent la déviation du jet (31) ne sont pas assez considérables pour occasionner un ralentissement sensible de grains de 100 μ et plus.

5.3.3.2 - Action des forces d'entraînement visqueux

Nous ne disposons pas des valeurs de la vitesse du plasma le long de l'axe du four. Un bilan massique sur une section du four permet cependant d'évaluer grossièrement un ordre de grandeur de la vitesse d'écoulement dans la zone de l'inducteur. En amont de cette zone, nous ne pourrions faire que des suppositions ; l'écoulement est, en effet, mal défini puisque c'est dans cette partie du four que débouche l'espace annulaire d'alimentation du gaz (voir fig. II-1).

Voyons, tout d'abord, si les forces de frottement pourraient expliquer l'accélération des grains au niveau de l'inducteur avant d'examiner la zone de freinage.

a) Zone d'accélération des particules

Dans cette zone, un bilan massique du gaz sur une section du four donne une vitesse d'écoulement de 55 m/s environ. Par ailleurs, nous avons noté que les grains qui "traversent" le panache de nitrate de baryum ont toujours une vitesse située entre 50 et 60 m/s (cf. 5.2.2.13). Ces valeurs, bien que concordantes, ne sont qu'une estimation grossière de la vitesse du plasma dans l'inducteur.

En calculant l'ordre de grandeur maximum du nombre de Reynolds d'un grain entrant dans l'inducteur, on trouve $Re=0,3$ si sa vitesse est 30 m/s et son diamètre 100 μ . La vitesse relative gaz-solide allant en décroissant, on peut dire que les grains seront en régime de Stokes sur toute leur trajectoire depuis l'entrée de l'inducteur.

L'équation générale du mouvement d'un grain sphérique de vitesse V , diamètre d , en régime de Stokes et en négligeant la pesanteur s'écrit :

$$\frac{dV}{dt} = - \frac{18}{d^2} \frac{\eta}{\rho_d} (U-V)$$

où ρ_d est la masse volumique du grain et η la viscosité du fluide de vitesse.

Posant :

$$A = \frac{18 \eta}{\rho_d d^2}$$

et

V_0 = vitesse initiale du grain

on arrive à :

$$X = - \frac{U}{A} \text{Log} \left(\frac{U-V}{U-V_0} \right) + \frac{V_0-V}{A}$$

Cette expression permet de calculer quelle distance X le grain aura parcourue pour acquérir la vitesse V en entrant dans l'inducteur à V_0 .

Les profils de vitesse axiale obtenus ainsi à partir d'une estimation de V_0 , sont présentés pour plusieurs lots de grains sur les figures (V-8 et V-9).

La vitesse U du plasma a été fixée à 55 m/s puis 70 m/s.

On constate que les vitesses mesurées sont supérieures à celles calculées avec $U=55$ m/s alors que la concordance est meilleure avec $U=70$ m/s.

Si l'on tient compte des incertitudes sur la vitesse du plasma et les caractéristiques des poudres injectées, on peut conclure que les forces d'entraînement visqueux rendent assez bien compte de l'accélération des grains. En particulier, un palier de vitesse est rapidement atteint à la sortie de l'inducteur. D'autre part, il a déjà été noté que les grains du lot 35-37 μ subissent un ralentissement à la sortie du four. Ce phénomène s'explique bien dans l'hypothèse d'un entraînement visqueux où les grains de faible inertie dynamique suivent mieux la décroissance probable de la vitesse du plasma dans cette zone.

b) Zone de déccélération des particules

Les incertitudes sur la signification des vitesses moyennes et sur l'écoulement du plasma ne permettent qu'une interprétation semi-quantitative de la déccélération.

Nous avons montré que les forces de thermophorèse n'expliquent même pas l'ordre de grandeur du freinage constaté. Si l'on suppose que ce phénomène est dû à des forces visqueuses, on peut écrire comme précédemment :

$$X = - \frac{U}{A} \text{Log} \left| \frac{U-V}{U-V_0} \right| + \frac{V_0-V}{A}$$

Evaluons l'ordre de grandeur de la vitesse U du plasma nécessaire pour freiner de 70 à 50 m/s un grain de 100 μ en 3 cm dans un plasma à une température moyenne de 5000°K.

On trouve que le plasma doit s'écouler à contre-courant des grains avec une vitesse :

$$|U| > 70 \text{ m/s}$$

Cette évaluation est très grossière puisque, en particulier, la température du fluide varie presque linéairement entre 300 et 9500°K. Nous retiendrons seulement que pour expliquer par des forces visqueuses le freinage des particules, il faut supposer un écoulement rapide du plasma à contre-courant des grains.

c) Discussion

L'existence d'un écoulement à contre-courant à l'entrée du four peut paraître à première vue inacceptable. Nous retiendrons trois arguments qui peuvent cependant confirmer cette conclusion :

- nous avons souvent filmé et vu des grains injectés dans le plasma ressortir dans l'axe du four à contre-courant de l'ensemble. Ces particules d'énergie cinétique trop faible pour parvenir à l'inducteur auraient alors été réentraînées vers l'injecteur ;

- une récente communication de CHASE (45) sur le mouvement de particules dans un four H.F. conclut aussi à l'existence d'un écoulement à contre-courant dont il donne une explication ;

- nous avons déjà noté que pour interpréter les mesures de flux de chaleur à des tiges de tungstène radiales aux cotes $Z=1$ et $Z=2$ du four, on doit supposer des vitesses du plasma de 70 et 10 m/s respectivement. La vitesse en $Z=1$ serait alors bien de 70 m/s mais à contre-courant de l'ensemble de l'écoulement.

Malgré ces arguments, la conclusion n'a qu'une valeur indicative. L'écoulement est trop mal connu dans la zone d'entrée du four où les gaz d'alimentation débouchent annulairement à 11 m/s environ avant de subir une forte expansion au niveau de l'inducteur.

REMARQUE

Il est fort possible que le phénomène de ralentissement des grains n'ait pas été noté par les expérimentateurs injectant les poudres accompagnées de leur courant de transport qui modifie complètement l'écoulement du plasma sur une zone visible de 1,5 cm environ à partir de l'injecteur.

5.3.4 - Conclusions aux mesures de vitesse

5.3.4.1 - Méthode de mesure

La technique de caméra à fente permet de rétablir en chaque point du four le contraste instantané entre des particules en mouvement rapide et le plasma. Le dépôt d'un film de nitrate de baryum sur les grains permet de suivre les trajectoires dans des régions où le rayonnement thermique des poudres est trop faible pour impressionner la pellicule.

La précision des mesures individuelles est liée à celle d'une mesure de pente que l'on s'arrange, en modifiant la vitesse de défilement de la pellicule, à maintenir voisine de 1.

L'exploitation des films reste fastidieuse quand on veut atteindre une précision suffisante sur la moyenne des vitesses individuelles d'un lot de grains. La signification de cette moyenne est douteuse quand on ne distingue que très peu de trajectoires sur un film.

Cependant cette méthode reste préférable dans notre cas à toutes celles que nous avons envisagées ou expérimentées.

5.3.4.2 - Résultats des mesures et interprétation

Les mesures ont été effectuées pour servir à l'interprétation des valeurs de l'accroissement d'enthalpie spécifique d'un grain au cours de sa traversée du four.

L'allure des profils de vitesse confirme l'existence, signalée dans la littérature, d'une forte opposition du plasma à la pénétration des grains.

L'interprétation des valeurs expérimentales que nous proposons amène à conclure que :

- les forces de thermophorèse n'expliquent pas le ralentissement des grains à leur entrée dans le four ;

- les forces d'entraînement visqueux en régime de Stokes expliquent l'accélération des grains dans la région de l'inducteur et le palier de vitesse constaté ensuite ;

- si on admet que seules les forces visqueuses agissent sur les grains, tout se passe comme si le plasma circulait à contre courant de l'écoulement d'ensemble entre l'inducteur et l'injecteur de poudre.

5.4 - RESULTATS DES MESURES D'ENTHALPIE DE POUDRE INJECTEE DANS LE FOUR

5.4.1 - Champ d'expériences et résultats bruts

Comme il a été dit à propos des techniques expérimentales, ces mesures ont été effectuées par la méthode de calorimétrie à glace.

Cinq lots granulométriques ont été injectés, chacun à trois ou quatre vitesses initiales d'injection :

granulométries	35-45 μ	vitesses initiales	18 m/s
	63-74 μ		29 m/s
	80-100 μ		51 m/s
	112-125 μ		70 m/s
	140-150 μ		

Les lots 35-45 μ , 63-74 μ , sont constitués de grains sphéroïdisés.

La séparation des lots a été effectuée par tamisage ou élutriation centrifuge pour les plus fins. La plage granulométrique a été déterminée par comptage sous microscope.

Les conditions de fonctionnement du four sont celles rappelées en 5.3.1 a.

Les résultats bruts sont présentés sur la figure (V-11) où l'on a porté les valeurs mesurées de l'enthalpie spécifique moyenne reçue par chaque lot de grain en fonction de la vitesse d'injection.

5.4.2 - Signification et précision des résultats bruts

Nous avons déjà mentionné les difficultés expérimentales attachées aux mesures présentées. Malgré l'incertitude que l'on peut évaluer à environ 15 % des valeurs mesurées si elles sont supérieures à 200 cal/g, on peut faire deux remarques à propos des points expérimentaux :

- l'influence du diamètre des grains est de loin supérieure à celle de la vitesse d'injection ;
- pour une vitesse d'injection supérieure à 30 m/s, l'enthalpie spécifique acquise est pratiquement indépendante de cette vitesse.

Cette deuxième remarque peut déjà s'expliquer qualitativement par la forme des profils de vitesse mesurés précédemment (figures V-8 à V-10). Les grains atteignent dans la zone chaude du four une vitesse dépendant peu de leur diamètre d (si $d > 80 \mu$) et de leur vitesse initiale. Ils subissent donc un échauffement indépendant de la vitesse d'injection.

5.4.3 - Interprétation des résultats

5.4.3.1 - Dénombrement des paramètres

LEMOINE (38) reprenant MEYER (44) cite les paramètres importants pour contrôler l'échauffement et la fusion d'un grain solide en mouvement relatif dans un plasma.

Ces paramètres seraient, entre autres :

- l'activité catalytique de la surface vis-à-vis des recombinaisons ions-électrons ;
- le diamètre des grains ;
- la conductivité thermique du solide jouant sur l'homogénéité de l'échauffement ;
- le coefficient d'absorption totale de la surface.

Dans ces paramètres nous pouvons éliminer ceux qui ne risquent pas d'influencer le transfert de chaleur dans notre cas.

Nous avons déjà vu que le rayonnement reçu du plasma par un solide était négligeable comme l'a montré CHLUDZINSKY (14). Ce dernier auteur a, d'autre part, mis en évidence la part du transfert de chaleur due aux recombinaisons ions-électrons à la paroi et a montré que cette contribution est relativement faible. Elle est d'ailleurs nulle dans l'hypothèse que la couche limite entourant le grain est en équilibre thermodynamique local.

Nous avons, par ailleurs, déjà expliqué que l'influence de la température de surface sur le flux de chaleur reçue par un solide dans un plasma était peu importante. L'homogénéité de l'échauffement ne va donc pas importer dans les interprétations à venir.

Ces quelques remarques montrent que seul le diamètre des grains est un paramètre important dans l'échauffement des particules solides dans un plasma. Les valeurs globales d'enthalpie reçue seront cependant fonction du temps de séjour dans un plasma déterminé.

On doit donc pouvoir trouver un modèle simplifié d'échauffement qui mette en évidence ces paramètres principaux.

5.4.3.2 - Modèle simplifié du transfert de chaleur à un grain

Supposons le grain entouré d'une couche limite thermique à symétrie sphérique qui soit en équilibre thermodynamique local.

Le bilan de chaleur à travers une surface isotherme sphérique de rayon r s'écrit :

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} 4\pi r^2 = \phi \pi d^2$$

où ϕ est la densité de flux de chaleur transféré à la paroi du grain supposé sphérique de diamètre d et λ la conductivité thermique du plasma.

Après intégration, cette expression devient :

$$\int_{T_0}^{T_P} \lambda(T) dT = \phi \frac{d^2}{4} \int_0^{2/d} d \left(\frac{1}{r} \right)$$

soit en isolant ϕ :

$$\phi = \frac{2}{d} \int_{T_0}^{T_P} \lambda dT \quad (1)$$

où T_0 est la température superficielle du grain et T_P celle du plasma.

L'accroissement d'enthalpie spécifique d'un grain recevant ϕ s'écrit :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{6}{\rho_d d} \phi \quad (2)$$

ρ_d étant la masse volumique du grain. Si v est la vitesse instantanée de la particule, on trouve finalement :

$$dH = \frac{dx}{v} \frac{12}{\rho_d d^2} \int_{T_0}^{T_P} \lambda(T) dT \quad (3)$$

REMARQUE

Les faibles valeurs du nombre de Reynolds ($Re < 1$) des grains constituent une justification partielle de l'hypothèse d'une couche limite sphérique, en particulier dans la zone située en aval de l'inducteur où la vitesse relative grain-plasma est faible.

5.4.3.3 - Discussion du modèle

Le modèle mathématique présenté recoupe deux interprétations proposées dans la littérature pour des mesures semblables :

- le modèle de ENGELKE (35) déjà évoqué en 5.1, permet de comparer les valeurs de ϕ , tel que défini précédemment, obtenues expérimentalement et calculées dans l'hypothèse d'une couche limite équilibrée. L'auteur conclut à un accord satisfaisant à la suite de cette comparaison ;

- le modèle présenté récemment par BORGIANNI et Coll. (28) où la quantité Q de chaleur reçue par un grain est évaluée à partir d'une expression empirique valable à basse température :

$$Q = \int_0^t \frac{\bar{\lambda}}{d} (2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}) \pi d^2 (T_P - T_O) dt$$

Par rapport à cette expression, notre interprétation revient à supposer la vitesse relative grain-plasma comme négligeable.

Dans ces conditions, en effet, l'expression proposée devient :

$$Q = \int_0^t 2\pi \bar{\lambda} d (T_P - T_O) dt$$

soit en revenant à nos notations :

$$\Delta H = \frac{Q}{\rho_d \frac{\pi d^3}{6}} = \frac{12}{\rho_d d^2} \int_0^x \bar{\lambda} (T_P - T_O) \frac{dx}{v}$$

Les auteurs proposent pour calculer $\bar{\lambda}$ une valeur moyenne :

$$\bar{\lambda} = \int_{T_P}^{T_O} \frac{\lambda dT}{T_P - T_O}$$

Dans notre interprétation, les valeurs de l'intégrale seront calculées directement sans intégration partielle et recours à une moyenne de λ .

Par rapport au modèle de BORGIANNI, notre interprétation sera erronée par défaut partout où la vitesse relative grains-plasma est importante. L'erreur serait surtout importante dans la zone d'entrée du four mais dans cette région les transferts sont relativement moins importants compte tenu des températures du plasma.

Par l'interprétation simplifiée que nous proposons, nous pourrions donc atteindre des valeurs de l'enthalpie spécifique vraisemblablement approchée mais sans faire intervenir la vitesse d'écoulement du plasma qui est mal connue.

5.4.3.4 - Résultats de l'interprétation

Nous avons utilisé les profils de vitesse des grains mesurés précédemment et le profil axial de température obtenu par la sonde calorimétrique pour calculer l'accroissement global d'enthalpie par l'expression (3).

Pour cela réécrivons (3) de la façon suivante :

.../...

$$\Delta H = \frac{12}{\rho_d d^2} \int \frac{\Delta x}{v} \cdot \int_{T_{gx}}^{T_{px}} \lambda(T) dT$$

avec $\Sigma \Delta x = L$ longueur parcourue par les grains de l'injection au calorimètre.

T_{px} valeur moyenne de la température du plasma sur l'intervalle Δx

T_{gx} valeur estimée de la température de surface des grains sur l'intervalle Δx

v_x vitesse moyenne des grains sur l'intervalle Δx

Ce calcul mené pour quatre diamètres de grains soient 130 μ , 70 μ , et 40 μ , conduit aux courbes de la figure (V-11) où se trouvent aussi les valeurs expérimentales.

Rappelons que les valeurs expérimentales et théoriques de la conductivité $\lambda(T)$ sont correctement exprimées par l'expression analytique donnée en annexe (VI) que nous avons donc utilisée dans ce calcul.

5.4.3.5 - Discussion

Sur la figure (V-11), on constate que si l'ordre de grandeur de l'enthalpie spécifique est correctement évalué pour des grains de diamètre supérieur à 70 μ , il n'en est plus de même dans le cas des grains du lot 35-45 μ .

Pour ces grains de faible diamètre, nous avons constaté que la dispersion du jet était très importante et que beaucoup de grains ne pénétraient pas dans le plasma. Seuls les grains de plus fort diamètre de ce lot pénétreront donc dans le calorimètre car ils auront été les moins déviés. On trouve, en effet, que les grains devraient avoir un diamètre moyen de 50 μ pour que le transfert de chaleur à ce lot soit correctement évalué par le modèle proposé. On devrait donc constater une élutriation des grains recueillis dans le calorimètre allant dans le sens des grands diamètres. Cette vérification, qui n'a pu être effectuée en son temps, constituerait une justification intéressante du modèle proposé.

On constate, d'autre part, comme il a été dit en 5.4.3.3, que le modèle proposé sous estime les valeurs des enthalpies. Les valeurs calculées pour la granulométrie 130 μ par exemple, sont plus proches des valeurs mesurées pour le lot 140-150 μ que celles obtenues pour le lot 112-125 μ . Nous ne pouvons cependant aller guère plus loin dans la discussion de ces résultats car nous sommes limités par la précision des mesures calorimétriques.

REMARQUE

Nous avons constaté en comparant les valeurs calculées et mesurées des enthalpies pour les lots de grains non sphériques que ceux-ci subissaient en réalité l'échauffement que l'on aurait pu calculer pour des sphères de diamètre de 1,1 à 1,2 fois plus petits. Cette constatation est peut-être liée à un facteur de forme des grains que l'on pourrait envisager d'introduire pour obtenir une meilleure concordance des résultats.

5.4.3.6 - Conclusions aux mesures d'enthalpie de poudre

5.4.3.6.1 - Méthode expérimentale

La méthode d'injection que nous avons adoptée permet d'introduire les poudres sans que le courant gazeux de transport ne modifie le plasma. Les mesures d'enthalpie à différentes vitesses d'injection sont alors beaucoup plus significatives et comparables.

La mesure d'enthalpie spécifique acquise par des grains traversant un plasma reste imprécise malgré les avantages déjà examinés, du calorimètre à glace sur les autres techniques envisagées.

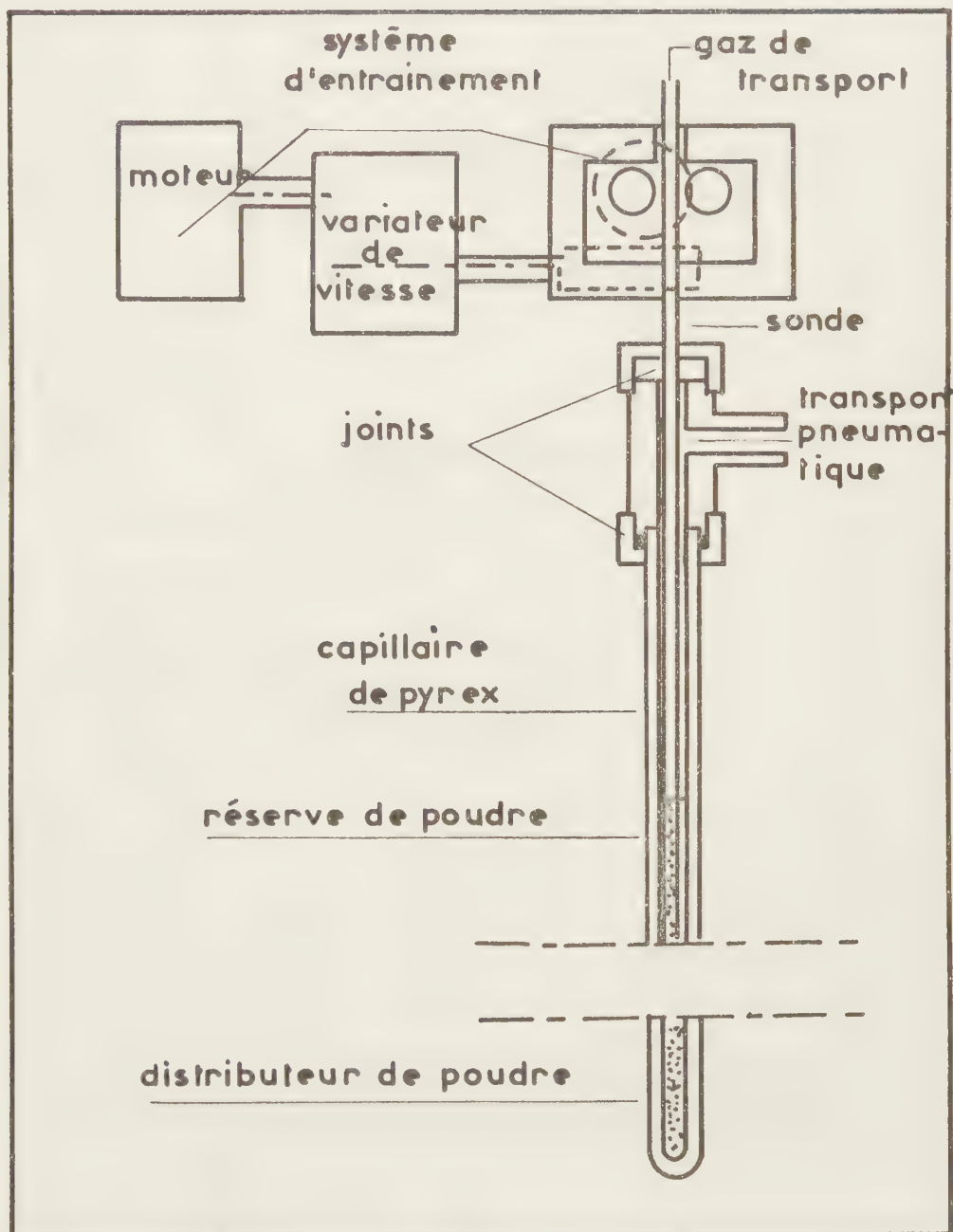
Par de nombreuses mesures comparatives, on peut réduire aux environs de 15 % l'incertitude sur des valeurs supérieures à 200 cal/g. En dessous de 200 cal/g la dispersion systématique des résultats obtenus pour divers calorimètres augmente beaucoup cette incertitude. C'est cependant la seule méthode que nous avons pensé pouvoir appliquer au cas de grains ne subissant pas de transformations chimiques. Dans le cas où cette dernière éventualité est envisagée, la méthode proposée par BORGIANI et Coll. (28) semble intéressante.

5.4.3.6.2 - Résultats

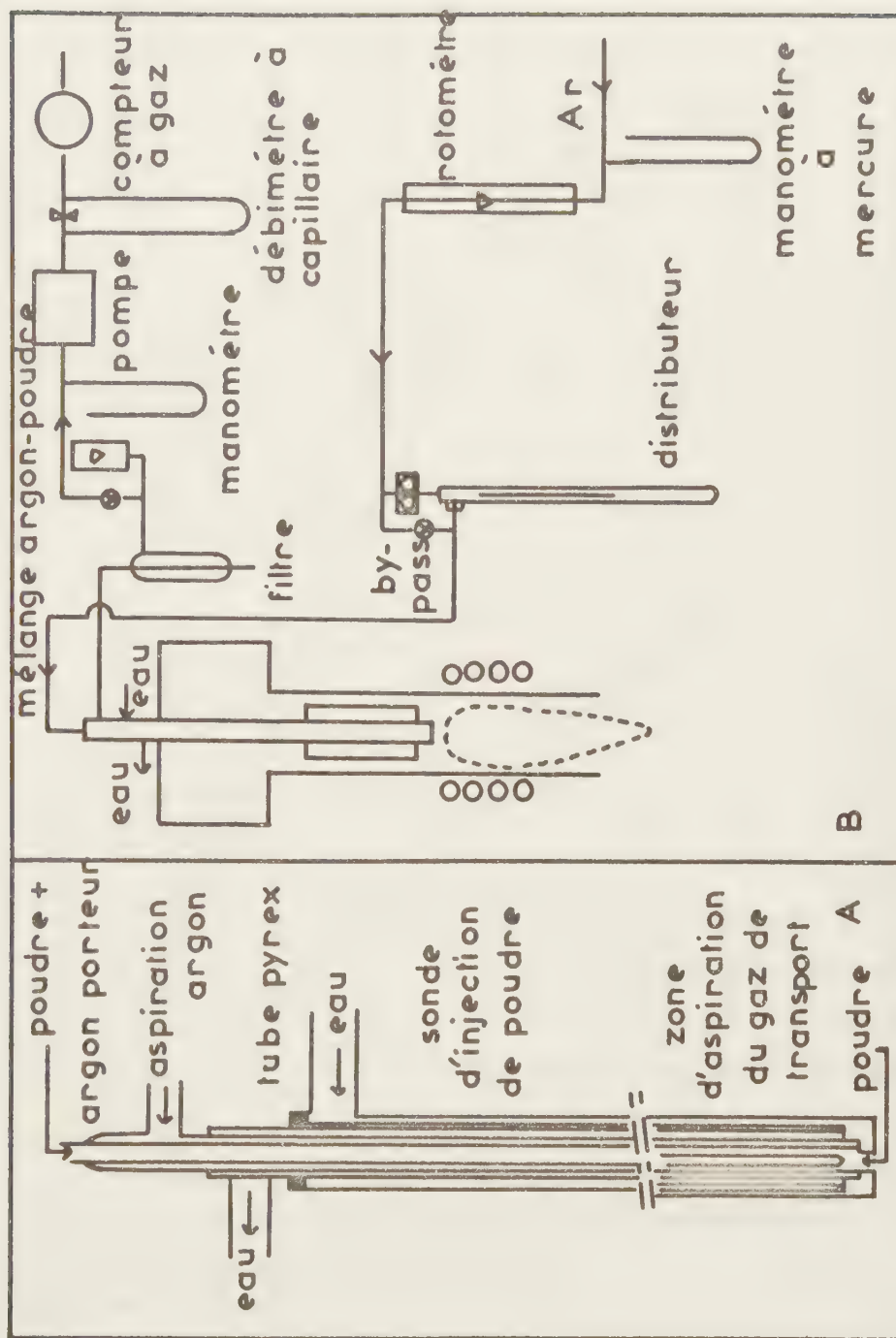
Nous avons pu calculer un ordre de grandeur satisfaisant de l'enthalpie reçue par des particules solides injectées dans un four à plasma par un modèle simple supposant une couche limite thermique sphérique et en équilibre. L'accord entre valeurs expérimentales et calculées est moins bon pour des grains de faible diamètre qui sont sûrement soumis à une érosion à leur passage dans le four.

Grâce aux mesures de vitesse des particules, nous avons pu montrer que l'évaluation du temps de séjour des grains à partir de la vitesse du gaz porteur était grossièrement erronée dans nos conditions d'injection. Ceci explique que les valeurs expérimentales de DAUVERGNE (31) n'aient pas pu être interprétées par un modèle comparable au nôtre.

Les valeurs expérimentales d'enthalpies, appuyées par les mesures de vitesse des grains, montrent qu'à partir d'une vitesse initiale d'injection de 50 m/s, les enthalpies acquises par les grains ne dépendent plus sensiblement que de leur diamètre. Cette dernière conclusion n'est évidemment valable que lorsqu'aucun courant gazeux n'accompagne les grains à l'entrée du four.



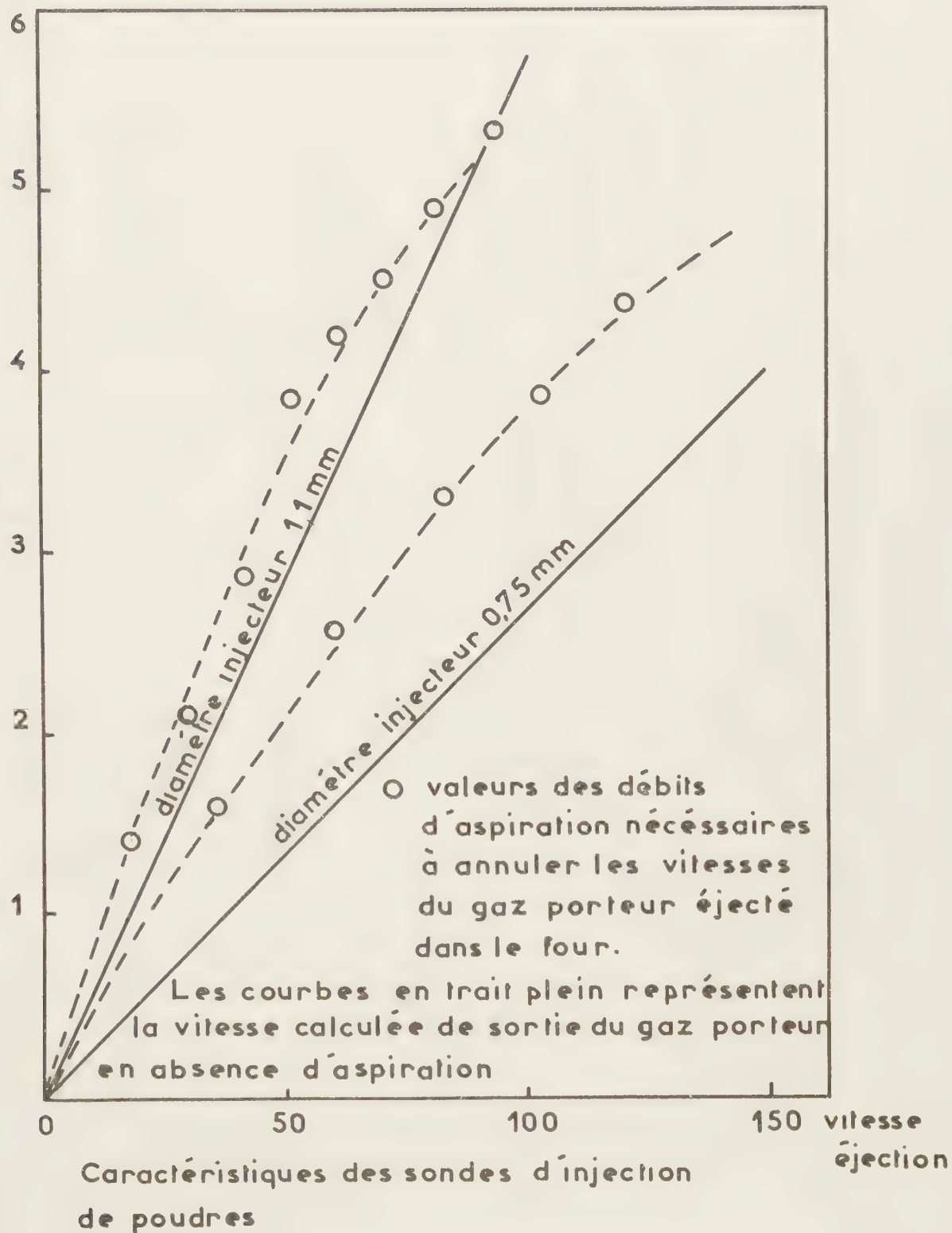
. Figure. V1.



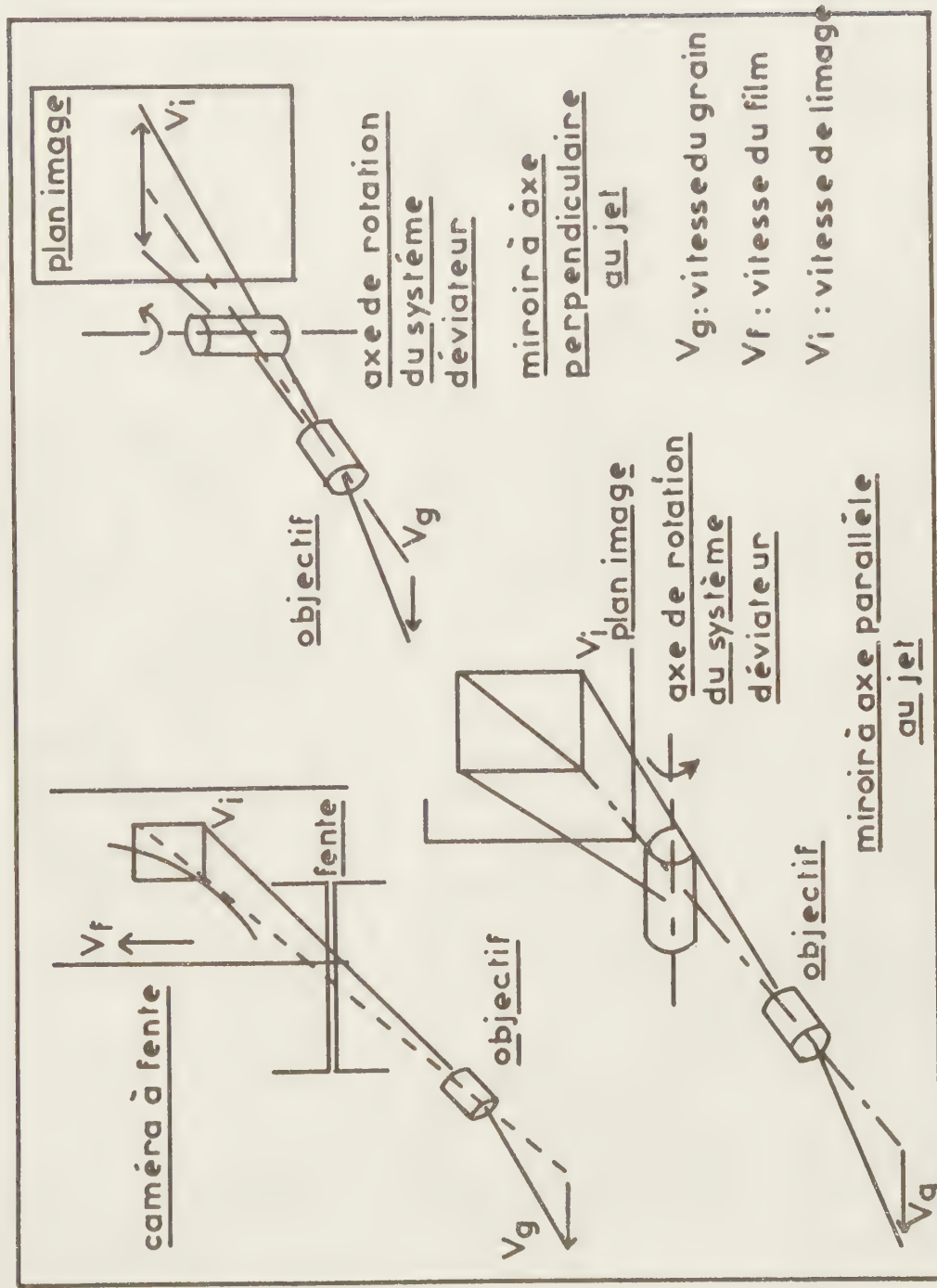
(A) Sonde d'injection de poudre et circuit d'injection (B)

.figure.V.2.

débit Ar l_{mn}



. figure. V.3.



Dispositif de mesure de vitesse de grain

figure. V4.

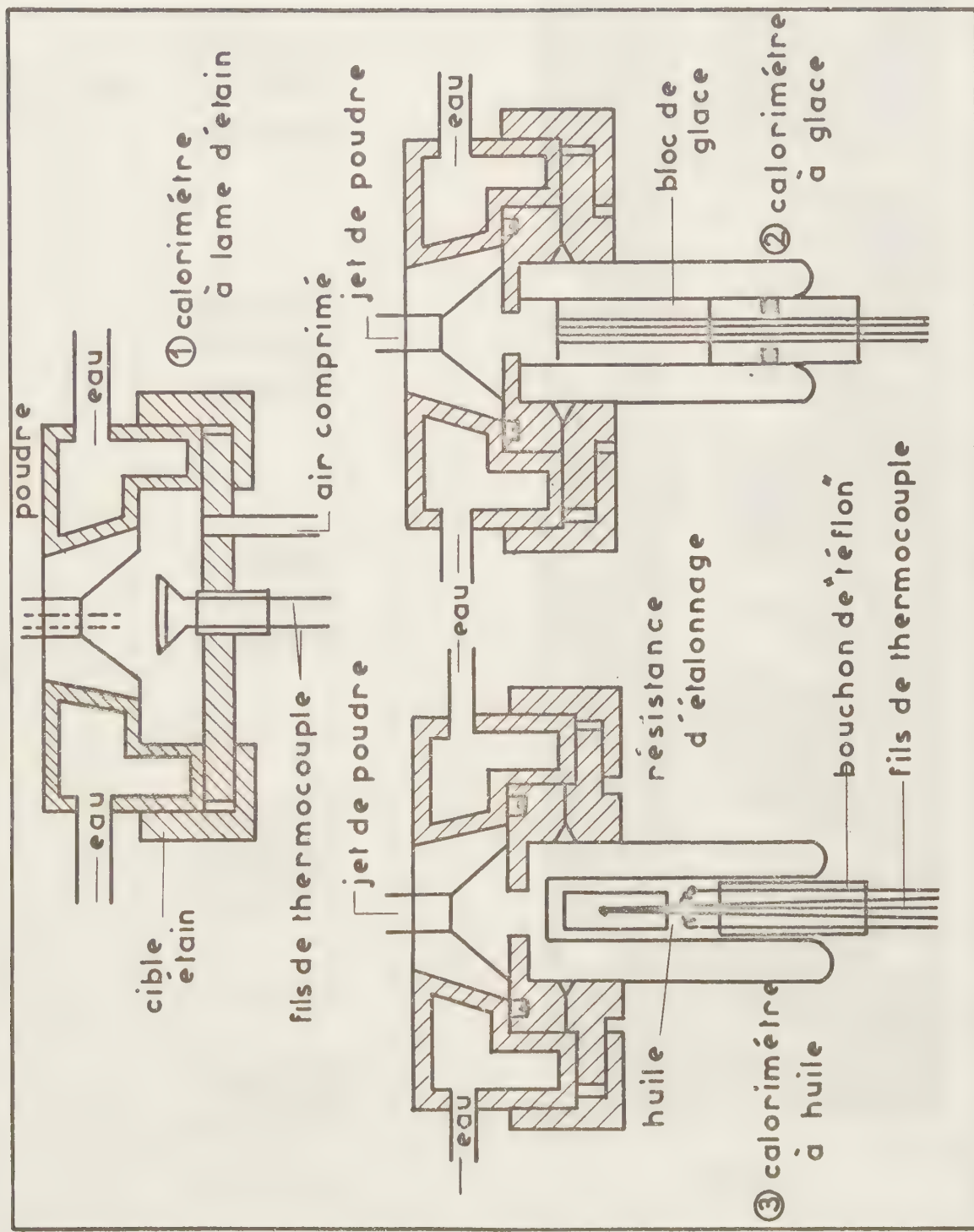
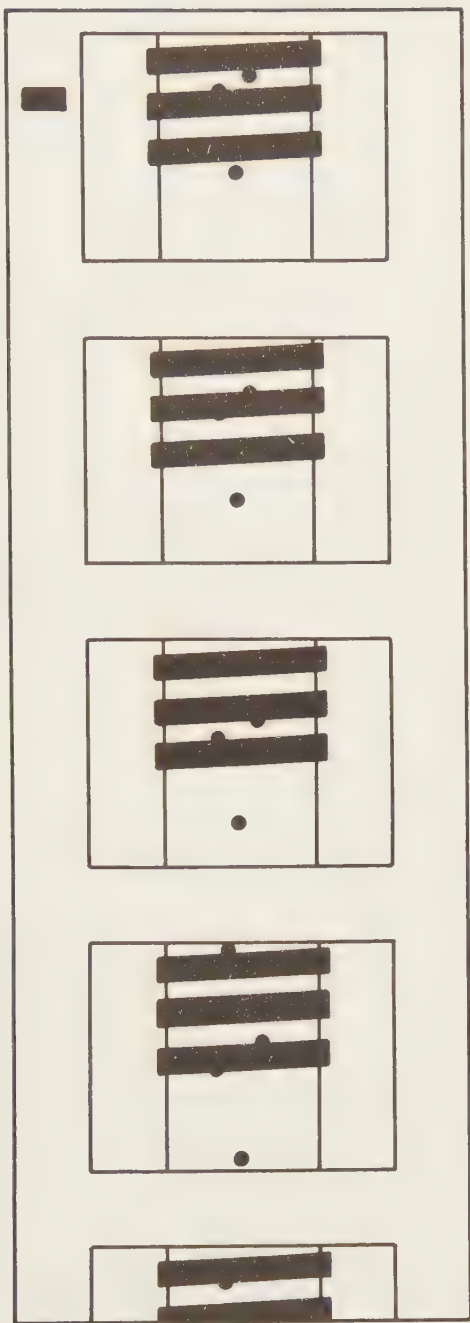


figure V. 5. différents dispositifs de mesure de l'enthalpie de poudre

marque
de temps



- Schéma 1 -

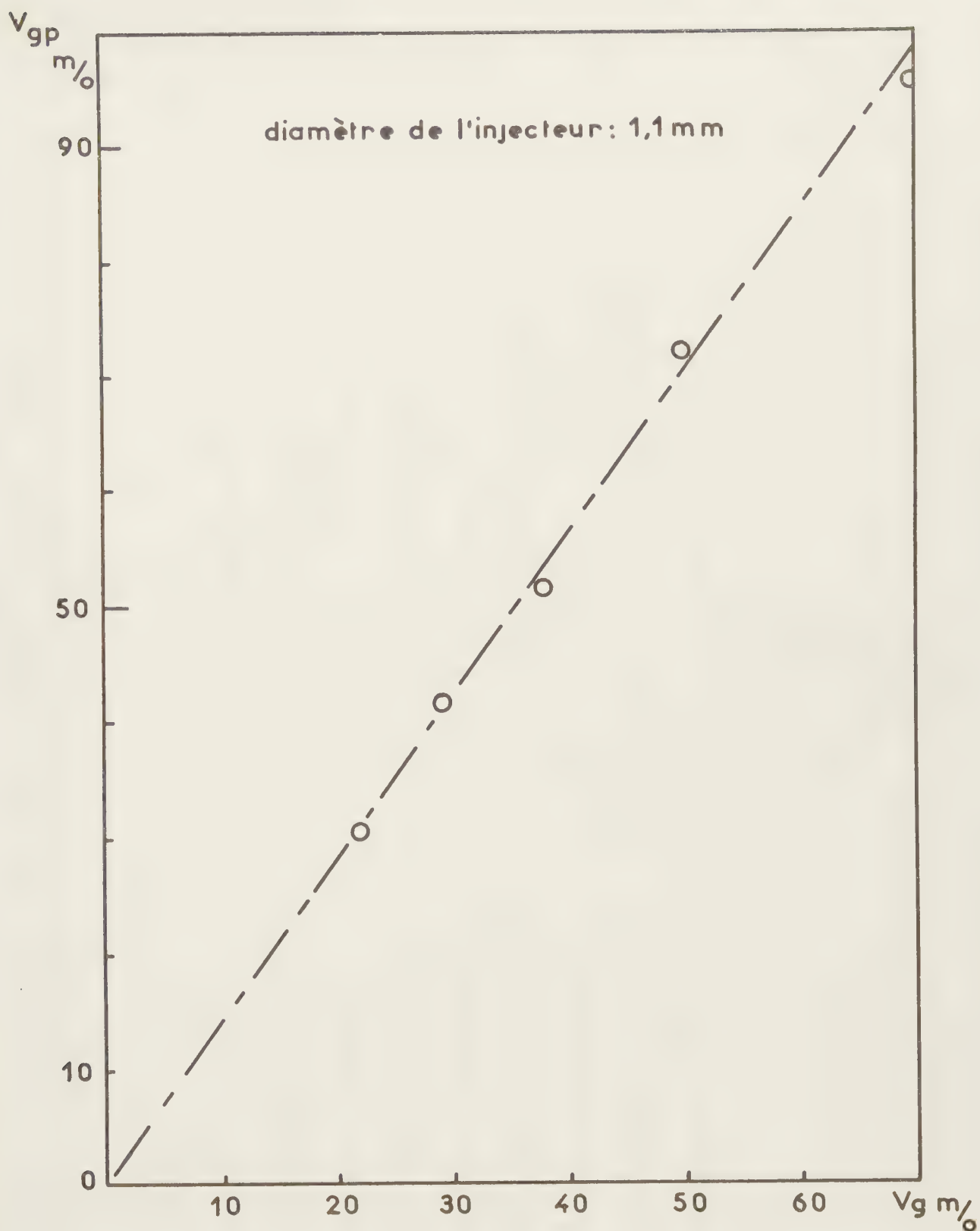
PRISE DE VUE IMAGE PAR IMAGE

avancement des grains.



-Cliché 1-

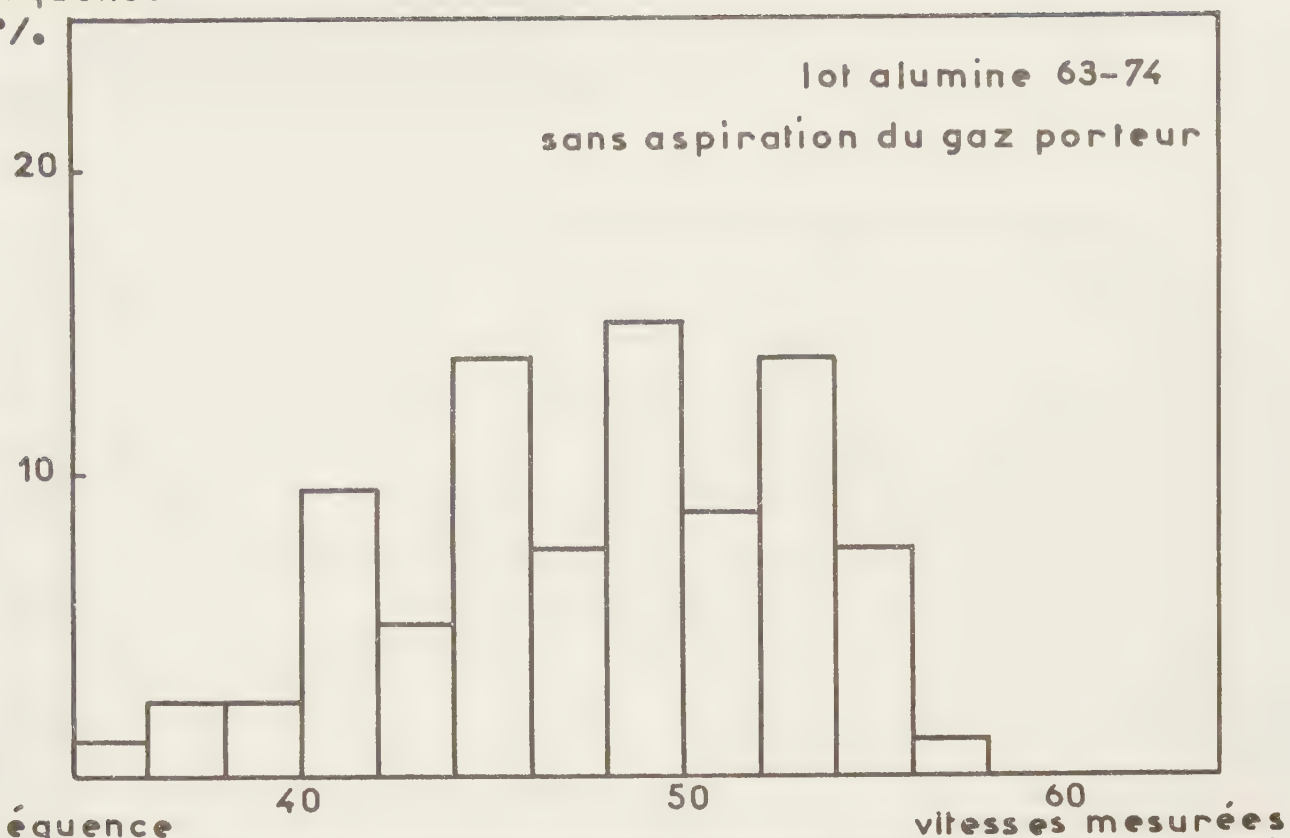
PRISE DE VUE EN CAMERA A FENTE



Vitesses comparées du gaz porteur et des grains à la sortie de l'injecteur.

. Figure .V6.

fréquence
%



fréquence
%

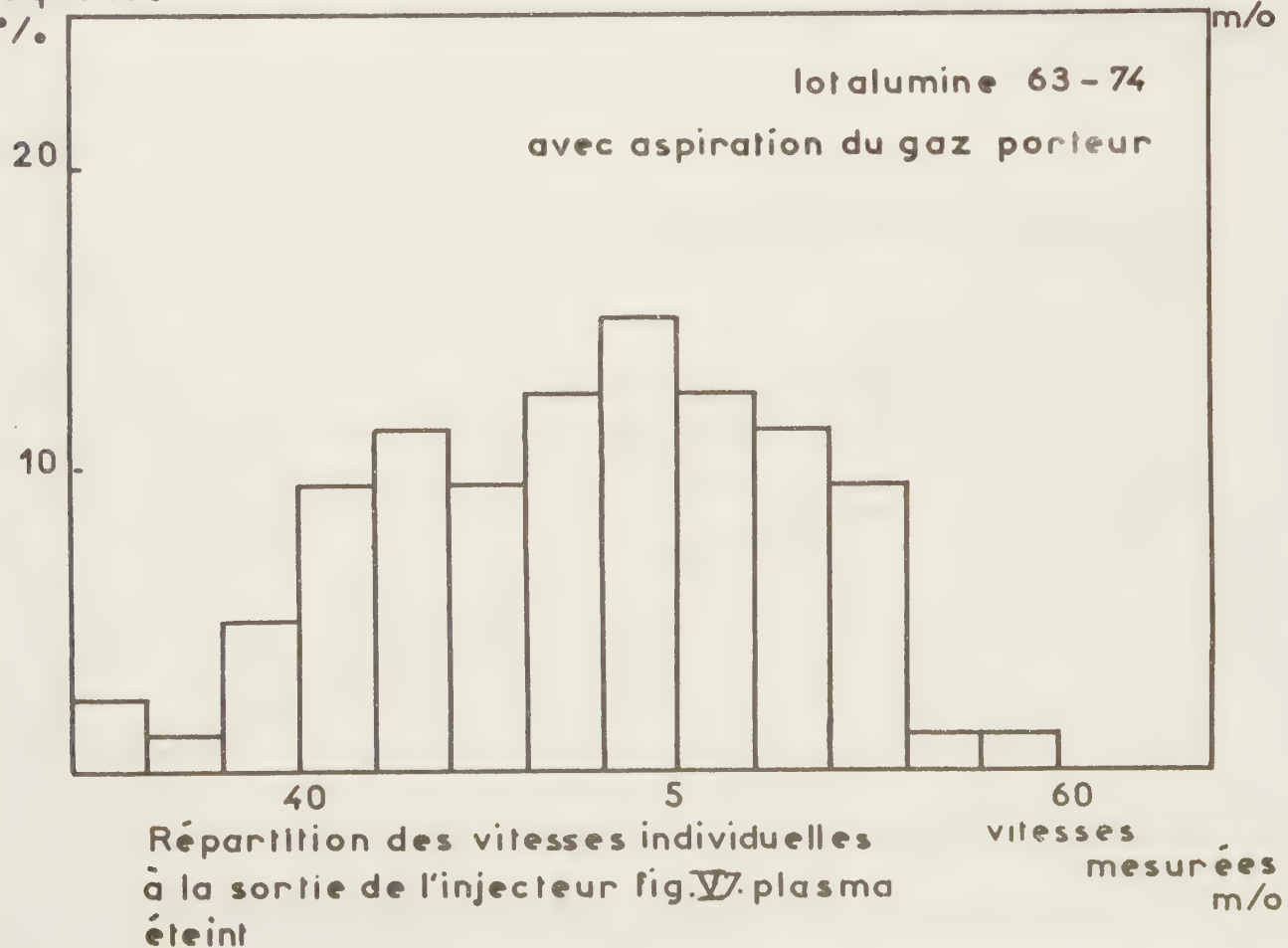


Figure V8

les courbes en trait plein sont les profils calculés à partir d'une estimation de la vitesse minimum $\square$

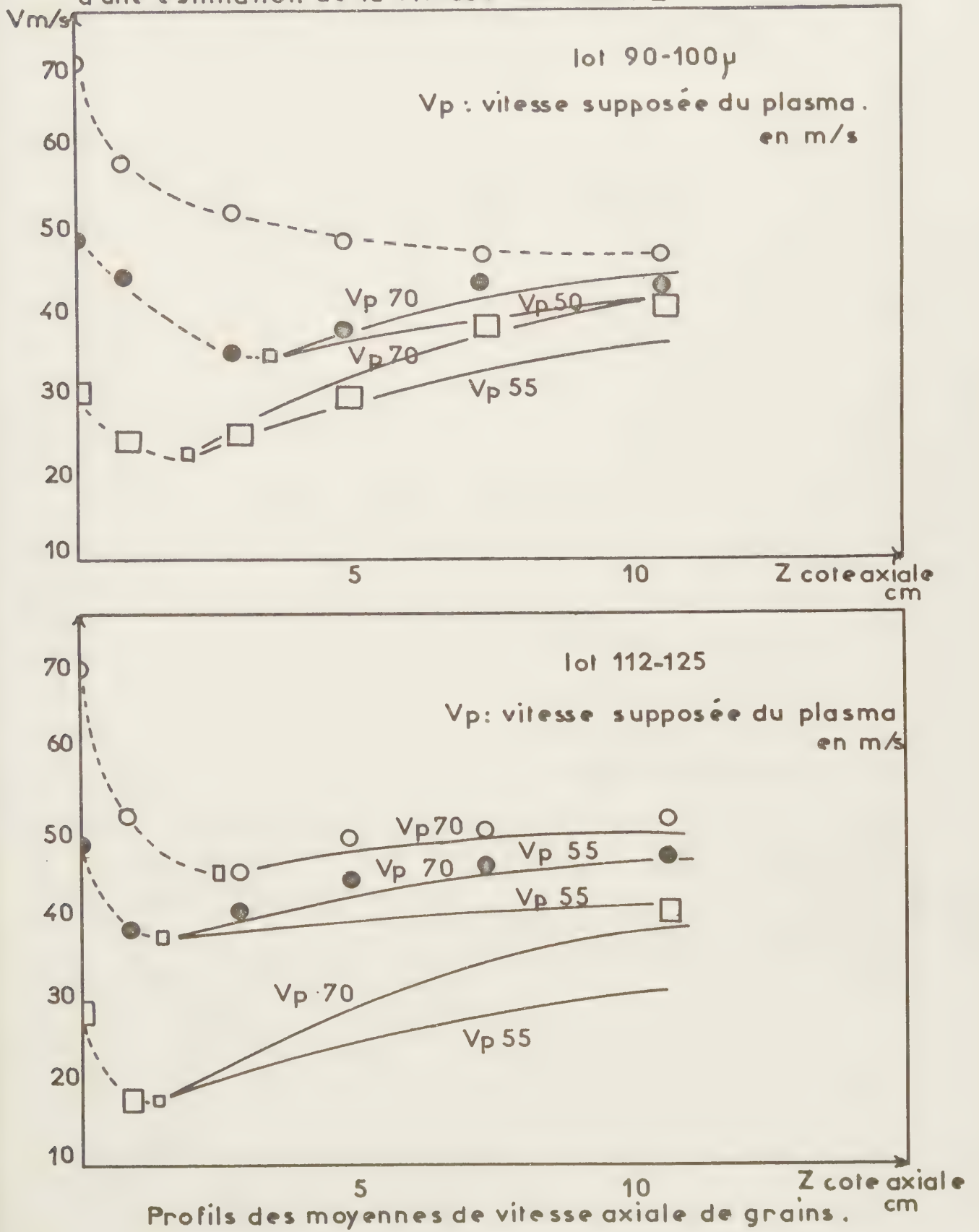


Figure V9

les courbes en trait plein sont les profils calculés
à partir d'une estimation de la vitesse minimum $\square$

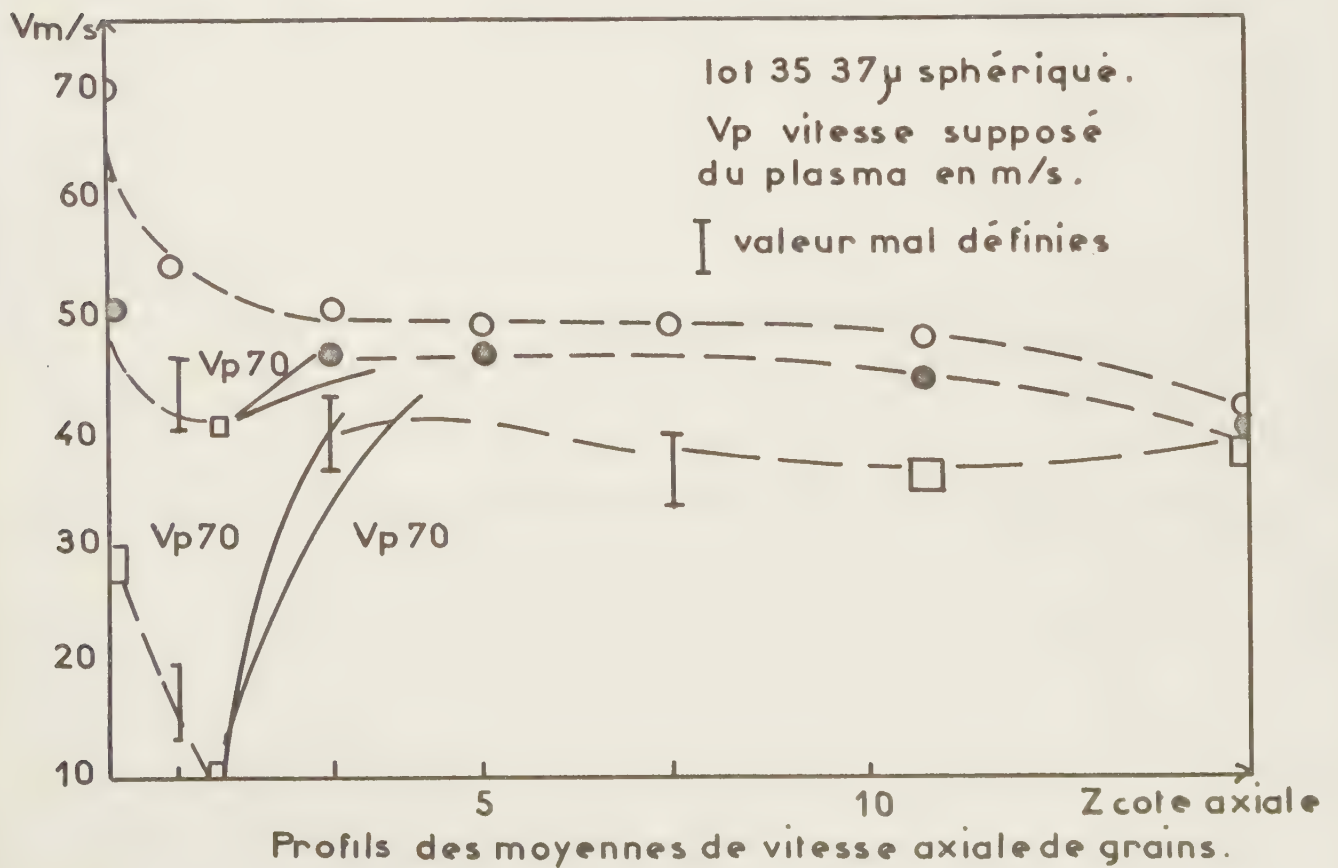
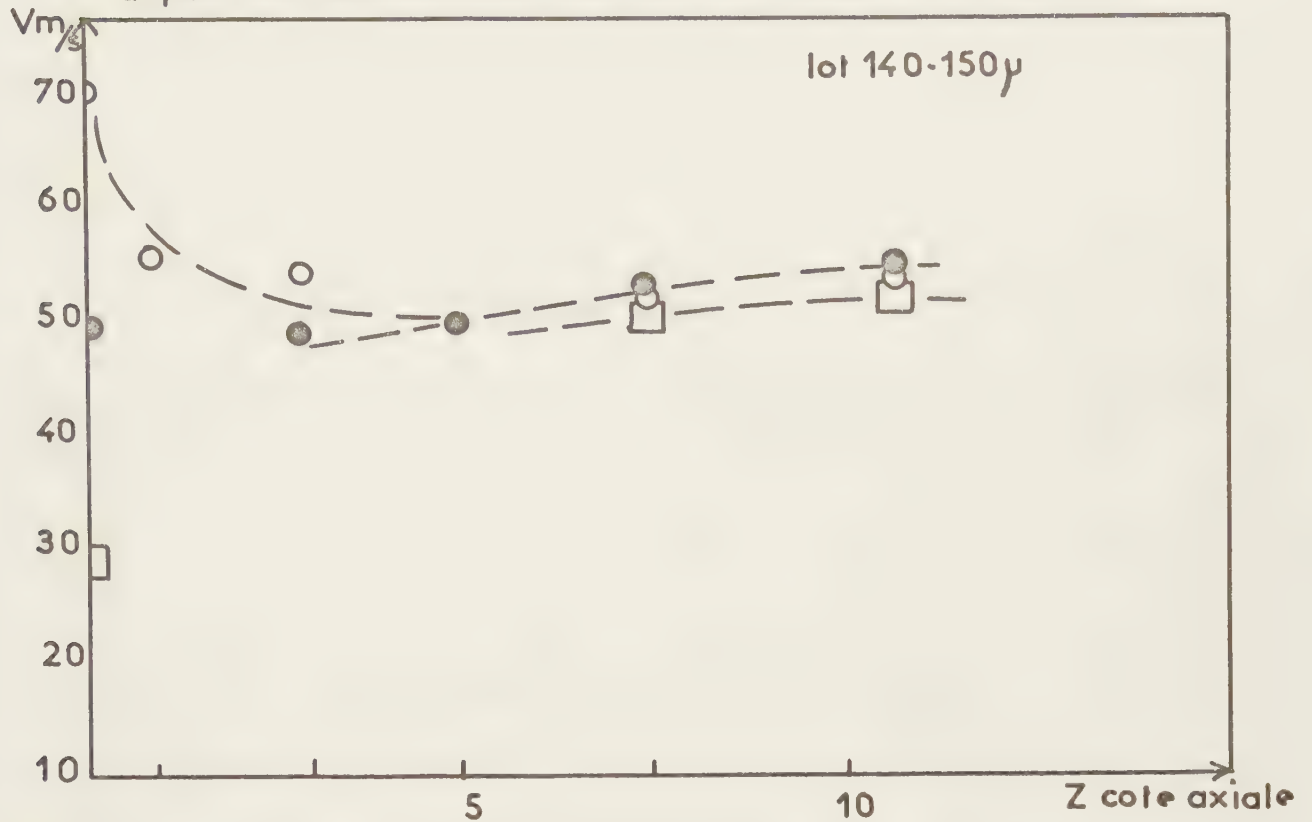
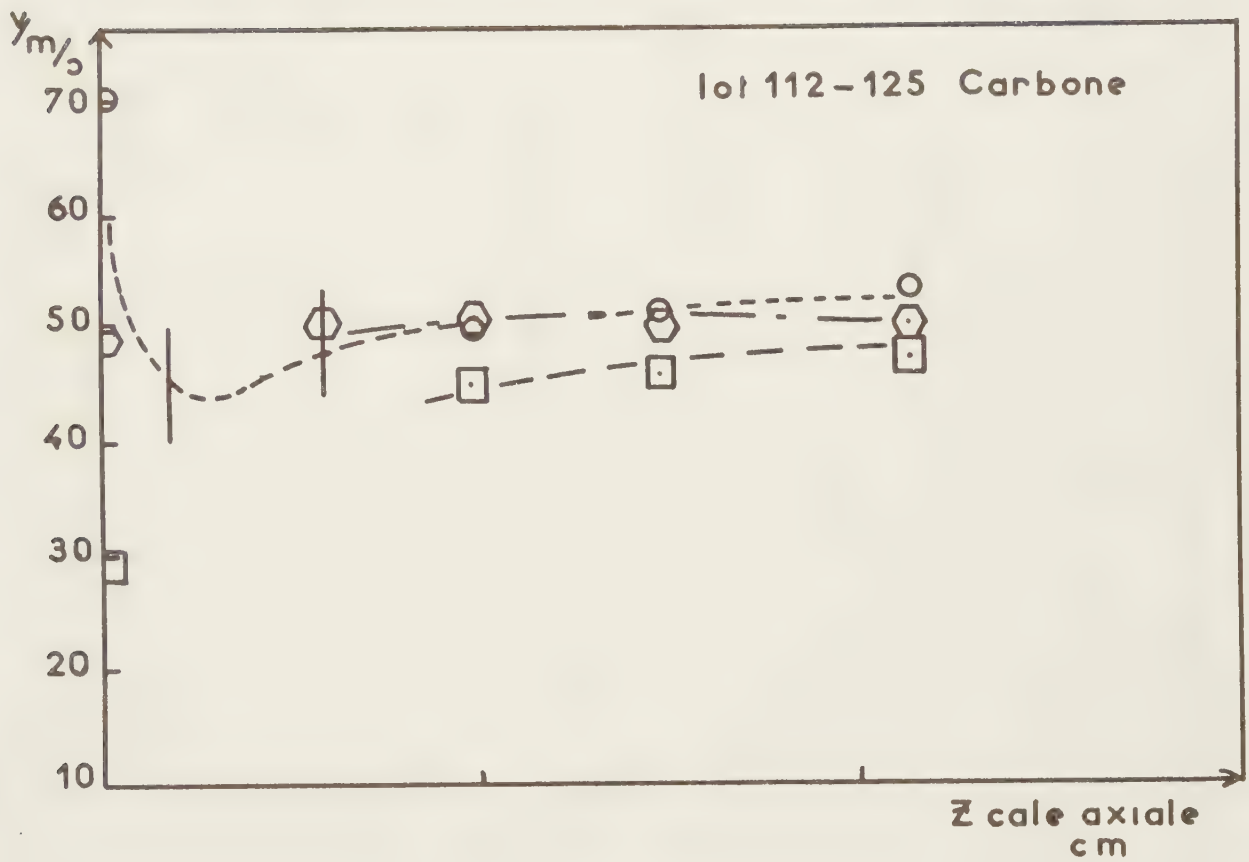
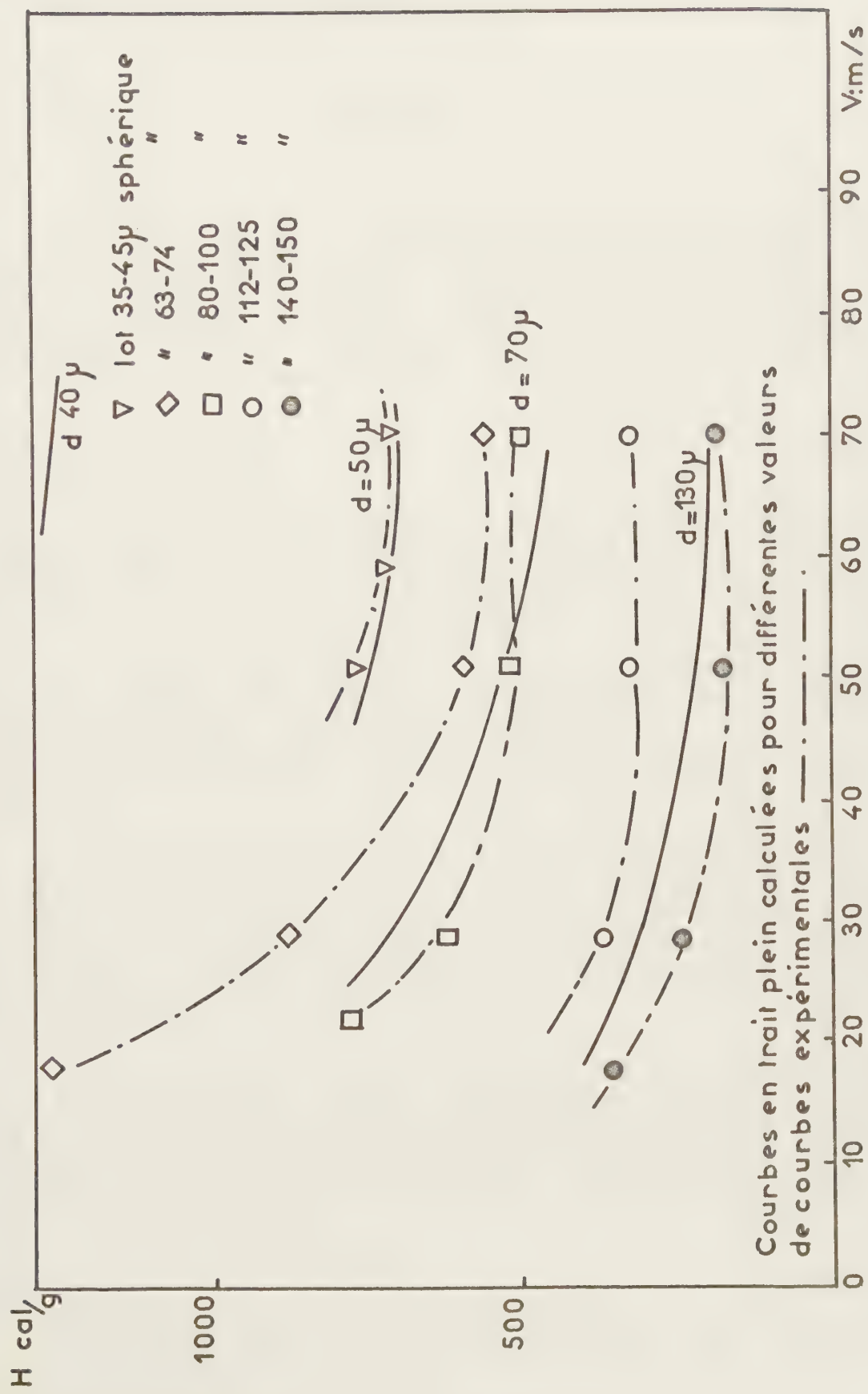


Figure V10



Profil des moyennes de vitesse axiale de grains



Valeur de l'enthalpie acquise par différents lots de grains injectés
 .figure.V 11

CHAPITRE VI

CONCLUSION

Notre étude avait pour but la mise au point de techniques de mesure du transfert de chaleur entre un plasma et un solide dans quelques configurations particulières et l'élaboration de modèles mathématiques simples qui, en faisant intervenir les propriétés de transfert d'un plasma analogues à celles d'un fluide, permettent de calculer les flux de chaleur transférés dans chaque cas envisagés. Nous rappellerons ici les principaux résultats obtenus en dégageant leurs incertitudes pour proposer quelques prolongements à ce travail.

LES TECHNIQUES DE MESURE

Les sondes calorimétriques moyennant certains aménagements, permettent une mesure indirecte des températures locales du plasma. Ce procédé implique de nombreuses mesures comparatives qui pallient en partie à la dispersion des résultats. Par là, cette technique perd un peu son avantage essentiel de rapidité de mise en oeuvre vis à vis des techniques spectrographiques.

La mesure pyrométrique des températures de surface d'un solide en équilibre thermique dans le plasma, pour atteindre les flux de chaleur transférés, est une méthode simple dont l'intérêt réside dans le caractère local et stationnaire de la grandeur mesurée. Elle pourrait avantageusement être améliorée par l'utilisation de comparateurs de brillance moins subjectifs que l'oeil.

La détermination des valeurs locales des vitesses de grains traversant le plasma par une caméra à fente est très souple et semble la seule utilisable dans notre cas. La détection des trajectoires par un film évaporable déposé sur les grains demanderait à être améliorée pour accroître la signification des moyennes de vitesse dans les zones de plasma à forte luminosité. Les possibilités de filtration sélective des rayonnements émis n'ont pas été expérimentées et pourraient être une solution si on les conjugue avec l'emploi d'un traceur judicieusement choisi.

Enfin, la mesure essentielle de l'enthalpie acquise par un solide traversant le four par un système calorimétrique devra encore être améliorée. Trop de paramètres inconnus au niveau du calorimètre diminuent la confiance à porter aux valeurs absolues des résultats. Un système d'étalonnage du dispositif reproduisant les conditions d'opération serait à imaginer pour rendre plus sûre cette méthode par ailleurs sensible, rapide et très générale d'emploi.

MODELES DE CALCUL

Le calcul d'un profil radial de température dans la zone d'induction,

à partir d'hypothèses sur la pénétration de l'énergie induite, rend bien compte des températures mesurées à la sonde calorimétrique et met en évidence l'influence de la fréquence du courant induit sur la forme des profils. Il serait intéressant d'étendre la portée de ce modèle en le testant pour d'autres conditions de fréquence et de puissance dissipée et, en adaptant ses hypothèses, de l'étendre aux zones du four extérieures à l'inducteur. Ce travail nécessiterait une meilleure connaissance des températures locales du four qui pourraient être obtenue par spectroscopie.

Le même modèle de pénétration des courants permet le calcul des flux de chaleur transférés à un cylindre placé axialement dans le four. Dans ce cas particulier cependant, nous avons vu qu'un modèle simplifié, caractérisé par la température à un rayon limité de pénétration de l'énergie conduit à un calcul plus rapide.

Lorsqu'un cylindre est placé radialement dans le four, on montre que les corrélations classiques pour le calcul du coefficient global de transfert de chaleur ne sont pas vérifiées en ce qui concerne l'influence du diamètre et de la température et conduisent à des valeurs trop élevées. Ce résultat semble devoir exclure l'hypothèse d'un film équivalent figé dans nos conditions. Dans cette configuration la connaissance précise des vitesses d'écoulement du plasma est nécessaire. Cette grandeur pourrait être déterminée localement par un tube de Pitot construit sur le principe de la sonde calorimétrique.

Dans le cas d'un matériau pulvérulent injecté dans le plasma, le mouvement des grains est partiellement décrit dans l'hypothèse d'entraînement visqueux en régime de Stokes. La non-connaissance des vitesses d'écoulement du plasma dans la zone d'entrée du four ne permet qu'une explication semi-quantitative du freinage des grains à leur injection, freinage qui ne peut être attribué à l'action de forces radiométriques. Connaissant expérimentalement le mouvement des grains, on a vu que le calcul, dans l'hypothèse d'un film équivalent sphérique équilibré autour du grain, conduit à une évaluation correcte de l'échauffement mesuré par ailleurs.

La mesure des vitesses d'écoulement associée à une amélioration des mesures de vitesse des grains devrait permettre une description théorique plus complète du mouvement d'un solide injecté dans le plasma. C'est un préalable qui nous semble nécessaire à un prolongement de cette étude au cas d'une réaction entre le plasma et un matériau pulvérulent.

ANNEXE I

MESURES A LA SONDE CALORIMETRIQUE

Z \ r	0	1	2	3	4	5	6	7,5	8	9
1 H	799	656	683		650		450			
2 H	1260 _x	1210	1270 _x	1490	1500 _x	1150 1260	1000			
4 H	1140 1350 _x		1250 1300 1440 _x	1580	1590 1620 _x		1250 1720 _x	750 _x	1140	
5 H	1160 _x	1150 _x	1230	1260	1170 _x		1070 1040		720	
6 H	1113 1093 1000 913		1102 927 1002 923		1027 870 999 860		1013 838 923 872	918 881	830 668	
Z	1	2	4	5	6	7	8			
r=0	719 800	1210 1140	1140	1160 1148 1322	1000 1026	853	635			
H										

Puissance dépensée

$$W_T = 9700 \text{ W}$$

Puissance dissipée dans le plasma

$$W_P = 4900 \text{ W}$$

Diamètre intérieur du four

$$d = 25 \text{ mm}$$

Débit d'argon

$$D = 45 \text{ l/mn}$$

x : Points moyens

ENTHALPIE SPECIFIQUE H (cal/g)

A DIFFERENTES COTES AXIALES (Z) ET RADIALES (r)

Z	r	0	1	2	3	4	5	6	7,5	8	9
1	T	6000	5850	5650	5200	4750		3620			
2	T	9150	9200	9400	10050	10100	9060	7500			
4	T	8800 9500		9400 9950		10400 10450		9500 10600	6000	7700	
5	T	8900	8850	9200	9350	9000		8100			5700
6	T	7990		7990		7700		7400		7200	6050
Z		1	2	4	5	6	7	8			
r=0	T	5800 6400	9100 8800	8900	8900	7930 8100	6850	5100			

TEMPERATURE T (°K) A DIFFERENTES
COTES AXIALES ET RADIALES

ANNEXE II

MODELE DE PENETRATION DE L'ENERGIE H.F.

Avec les hypothèses mentionnées en IV-3 d, le bilan d'énergie dans un élément cylindrique de plasma $2r dr dx$, de la zone r r_2 s'écrit :

$$\frac{d}{dr} (-2\pi r \lambda \frac{dT}{dr}) dx dr = (W(r) - Q) 2\pi r dr dx$$

posons

$$U = \frac{r}{r_2}$$

et

$$dK = \lambda dT$$

$$d(-U \frac{dK}{dU}) = (W_0 e^{-k} e^{-kU} - Q) U r_2^2 du$$

soit après une première intégration :

$$U \frac{dK}{dU} = \frac{Q r_2^2}{2} U^2 - r_2^2 W_0 \frac{e^{-k}}{k} e^{kU} (kU-1) - B$$

1° cas : Pas de source froide axiale

Ecrivons que dans ce cas il y a un extremum de température sur l'axe, soit encore un extremum de K pour $U = 0$

$$(2\pi U \frac{dK}{dU})_{U=0} = 0$$

posons

$$A = r_2^2 W_0 e^{-k} \quad \text{pour simplifier l'écriture}$$

$$U \frac{dK}{dU} = -\frac{A}{k^2} - B = 0$$

soit

$$B = -\frac{A}{k^2}$$

En intégrant une deuxième fois, il vient :

$$K(r) = \frac{Q r_2^2}{4} U^2 - \frac{A}{k^2} \left[e^{kU} - \int \frac{e^{kU}}{U} dU + \text{Log } U \right] + C \quad (1)$$

Dans la région

$$r > r_2 \quad (U > 1) \quad W = 0, \quad Q = 0$$

On arrive donc immédiatement à :

$$K(r_2) - K(r) = B \text{ Log } U$$

.../...

Ecrivons la continuité de la tangente pour $U = 1$.

Il vient :

$$B' = B + \frac{Qr_2^2}{2} - \frac{A}{k^2} \left[ke^k - e^k \right]$$

soit :

$$B = \frac{Qr_2^2}{2} - \frac{A}{k^2} \left[1 + (k-1) e^k \right] = - \phi_P r_p$$

ϕ_P flux dissipé à la paroi du four de rayon r_p .

soit enfin :

$$K(r_2) - K(r) = - \phi_P r_p \text{ Log } U = \left(\frac{Qr_2^2}{2} - \frac{A}{k^2} \left[1 + (k-1)e^k \right] \right) \text{ Log } U$$

L'expression (1) n'est pas intégrale analytiquement mais on peut la transformer ; en posant $V = kU$ et en intégrant entre 0 et V , il vient :

$$K(V) - K(0) = \frac{Qr_2^2}{4k^2} V^2 - \frac{A}{k^2} \left[e^V - 1 - \int_0^V \left(\frac{e^V}{V} - \frac{1}{V} \right) dV \right]$$

Remarquons que :

$$\frac{e^V}{V} = \frac{1}{V} + 1 + \frac{V}{2!} + \dots + \frac{V^{n-1}}{n!}$$

$$\int_0^V \left(\frac{e^V}{V} - \frac{1}{V} \right) dV = V + \frac{V^2}{2 \times 2!} + \dots + \frac{V^n}{n \times n!} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{V^i}{i \times i!} \quad (3)$$

Pour calculer l'expression (1), on fera la somme de la série (3) sur une calculatrice numérique.

Ce calcul a été fait pour k variant de 1 à 10 et U de 0,1 à 1.

- Etablissement d'un profil radial de température dans la zone à isothermes cylindriques

Trois paramètres déterminent le profil de température : k , W_0 , Q .

- Evaluation de k

k sera le paramètre choisi pour adapter un profil théorique de température à des valeurs expérimentales.

Cependant, la valeur de k trouvée devra être en accord avec la profondeur de pénétration des courants H.F. dans le plasma p.

On rappelle que :

$$p = 5 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{\rho}{F}} \quad \text{et} \quad k = \frac{2}{p}$$

F = fréquence du courant en MHz

ρ = résistivité du plasma en $\Omega\text{-cm}$

.../...

Ceci conduit à une valeur de k estimée à 6 dans notre cas. Cette valeur a bien été déterminée comme celle qui donne la meilleure coïncidence entre les valeurs expérimentales de température déduites des mesures d'enthalpie et un profil théorique de température.

- Evaluation de W_o

Si nous assimilons le plasma dans la zone où il reçoit de l'énergie, à un cylindre de 4 cm de haut, de 1,8 cm de diamètre et si on intègre sur tout le volume de ce cylindre, l'expression de l'énergie dissipée, il vient pour W_P , énergie absorbée par le plasma :

$$W_P = \iiint W_o e^{-k} e^{-ku} r d\theta dx dr$$

soit après deux intégrations :

$$W_P = 2\pi \times 4W_o e^{-k} \int_0^1 U e^{kU} dU$$

k a été estimé à la valeur 6, il vient donc :

$$W_P = 8\pi r_2^2 W_o e^{-6} \left[\frac{e^{6U}}{36} (6-1) \right]$$

soit en sachant que W_P est de l'ordre de 4900W dans nos expériences :

$$W_o \approx 2850 \text{ W/cm}^3$$

- Evaluation de Q

La littérature (39) donne pour Q , dans le cas de l'argon vers 10500°K,
 $Q \approx 180 \text{ W/cm}^3$

Avec ces valeurs de Q , W_o et k , et avec les expressions 1 et 2, on aboutit au profil présenté sur la figure (IV-5). Les valeurs du calcul, résumées sur le tableau ci-dessous, sont obtenues en prenant les valeurs de $K = \int \lambda dT$ tirées de CANN (25).

U	K	T
0,1	0,2362	9 600
0,2	0,923	9 750
0,3	2,0232	9 960
0,4	3,446	10 250
0,5	5,03	10 450
0,6	6,47	10 650
0,7	7,2	10 750
0,8	6,2	10 600
0,9	1,55	9 900
1	-10,32	6 000

De la même façon, nous avons calculé les valeurs des températures dans la zone froide située entre le plasma et la paroi.

L'évaluation du terme :

$$B' = \frac{Qr_2^2}{2} - \frac{A}{k^2} \left[1 + (k-1) e^k \right]$$

intervenant dans l'expression 2 conduit à une décroissance trop rapide de la température. Nous avons préféré évaluer directement B' sachant que :

$$K(r_2) - K(r) = -\phi_P r_P \text{Log } U$$

Nous avons dit, en effet, que la part d'énergie évacuée aux parois du tube étaient sensiblement 20 % de la puissance absorbée par le plasma, soit ici environ 1000 watts. Compte tenu de la longueur du four, on peut évaluer à environ 10 W/cm² la valeur de ϕ_P .

Ceci conduit au profil complet présenté à la fin de cette annexe.

Il est certain que n'ayant pas de valeurs expérimentales de contrôle il est présenté à titre indicatif seulement, l'hypothèse d'un écoulement laminaire dans cette zone étant évidemment très discutable.

2° cas : Calcul en présence d'une source froide axiale, cylindrique

On peut encore écrire pour $r < r_2$:

$$\frac{dK}{dU} = \frac{Qr_2^2}{2} U - \frac{A}{k^2} \left[k e^{kU} - \frac{e^{kU}}{U} \right] - \frac{B}{U}$$

La condition à la limite s'écrit, si r_0 est le rayon de la source froide :

$$U = U_0$$

$$\phi = \phi_0 = \left(\lambda \frac{dT}{dr} \right)_{r=r_0} = \frac{1}{r_2} \left(- \frac{dK}{dU} \right)$$

soit alors :

$$r_2 \phi_0 = \frac{Qr_2^2}{2} U_0 - \frac{A}{k^2} \left[k - \frac{1}{U_0} \right] e^{kU_0} - \frac{B}{U_0}$$

avec

$$V = kU$$

il vient :

$$B = - \frac{A}{k^2} e^{V_0} \left[V_0 - 1 \right] - \frac{r_2 V_0 \phi_0}{k} - \frac{Qr_2^2 V_0^2}{2k^2}$$

Revenant à l'expression de départ, on peut écrire après intégration :

$$K(V) - K(V_0) = \frac{Qr_2^2}{4k^2} \left[V^2 - V_0^2 \right] - \frac{A}{k^2} \int_{V_0}^V \left(e^V - \frac{e^V}{V} \right) dV - B \text{Log } \frac{V}{V_0}$$

$$\text{Appelons } \Delta_0^V \text{ l'intégrale } \int_0^V e^V \left(1 - \frac{1}{V} \right) dV$$

Il vient finalement :

.../...

$$K(V) - K(V_0) = \frac{Qr_2^2}{4k^2} [V^2 - V_0^2] + A \left[\Delta_o^V - \Delta_o^{V_0} \right] + \left[\frac{A}{2} - B \right] \log \frac{V}{V_0}$$

Les valeurs de Δ_o^V ont été calculées comme il a été dit précédemment. On peut donc, connaissant ϕ_o au rayon r_o , calculer le profil de température dans la zone $U < 1$ en présence d'une source froide de température de surface connue T_o .

Ce calcul mené avec les valeurs de k , W_o , Q déterminées précédemment, conduit au tableau suivant, correspondant à la courbe de la figure (IV-5).

U	K	T
0,2	4,021	6 150
0,3	8,877	8 150
0,4	12,533	9 230
0,5	16,05	9 950
0,6	19,07	10 450
0,7	21,15	10 700
0,8	21,30	10 730
0,9	17,7	10 230
1	6,7	7 300

$$r = 0,1 \text{ cm}$$

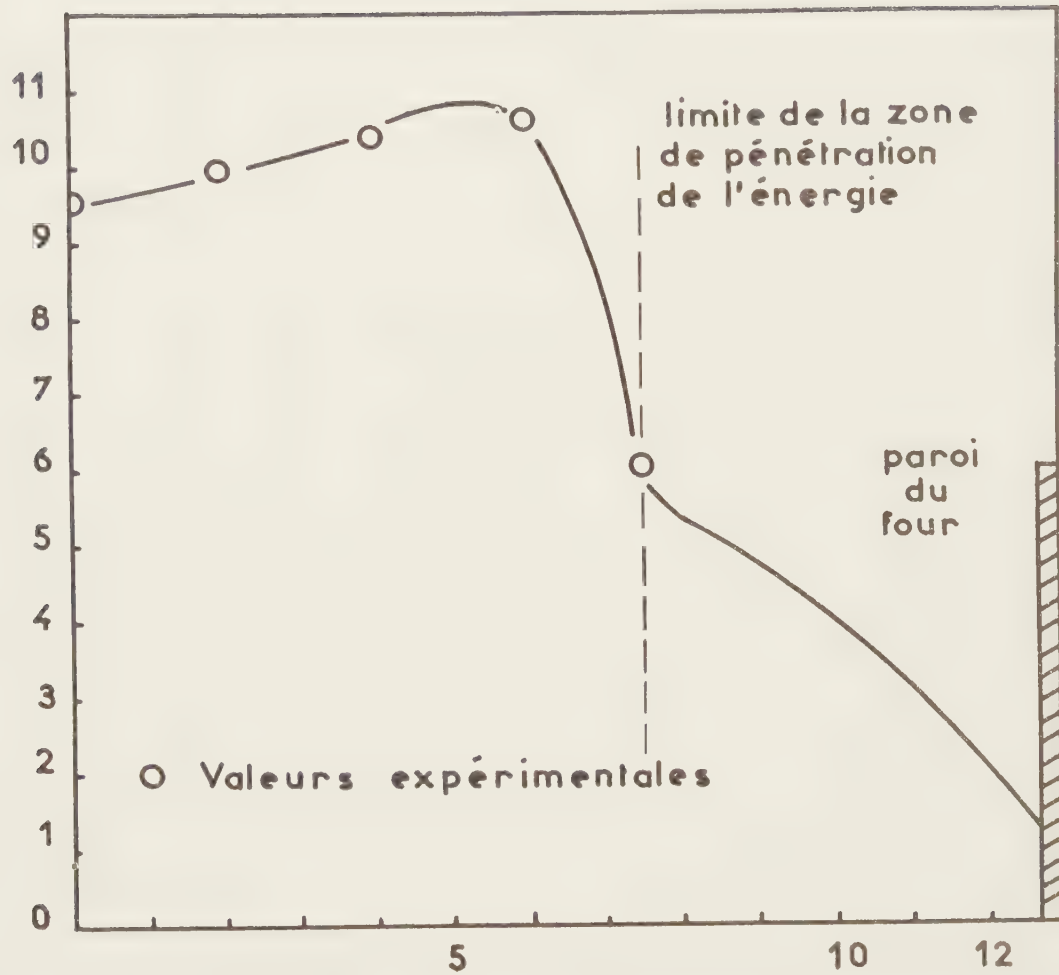
$$\phi_o = 100 \text{ W/cm}^2$$

Dans la région $r > r_2$, on pourrait de la même façon que précédemment, déterminer le profil de température jusqu'à la paroi. La forme des équations est la même qu'en l'absence de source froide :

$$K(r_2) - K(r) = B'' \log U$$

Seule la valeur de B'' sera différente.

figure annexe II



Profil radial de température dans le four.

VALEURS DES FLUX RAYONNES MESURES AU PALIER SUR
DES TIGES AXIALES (ϕ_0 en W/cm^2)

Séries	d=2mm	1,5 mm	1 mm	0,9 mm	0,7 mm	0,5 mm
1	92	102	121,5	127,5	148	177
2	103	114	142	151	170	
5	101	114	130,5	134	147	
6	104	114	132	140,5	154	195
7	107	115	136	141	172	
8	111	122	143	151,5	172	
10	104	117	143	147	164	
11	111,5	122	144,5	150	171	
13 a	92,5	98	114	119	136	169
13 b	101	105	124	126	144	
13 c	110	116	133	139	154	
13 d	118	126	144	152	170	
14 a	106		138			
14 b	106		140			

Carbone d = 2 mm
88-94

d = 0,6 mm
135-165

On vérifie aisément que les valeurs de la quantité $\phi_0 r_0 \text{Log } r_1/r_0$ sont sensiblement constantes avec r_0 pour les valeurs de r_1 , trouvées dans le tableau IV-3.

NOTES - 1 - Les conditions expérimentales des séries mentionnées ci-dessus figurent dans le tableau IV-3.

2 - Filament de carbone $\begin{cases} d = 0,6 \text{ mm} \\ D_{AR} = 35 \text{ l/mm} \end{cases}$ et $\begin{cases} d = 2 \text{ mm} & WP=4900 \text{ W} \\ 45 \text{ l/mm} \end{cases}$

L'imprécision des valeurs de l'émissivité du carbone aux températures envisagées ne permet pas une meilleure connaissance de ϕ_0 .

ANNEXE IV

INFLUENCE DE LA CONDUCTION THERMIQUE SUR LES PROFILS DE FLUX RECUS PAR UNE TIGE DE TUNGSTENE AXIALE AU FOUR

Nous voulons évaluer l'influence d'une correction due à la conduction de chaleur dans une tige de tungstène placée axialement dans le four à plasma. Ceci dans le cas où cette conduction serait, à priori, la moins négligeable, à savoir pour des tiges de diamètre $d = 2$ mm.

Par pyrométrie, nous déterminons avec le plus de précision possible, le profil de température de surface de la tige. La figure I du graphique ci-joint, représente le profil de flux rayonné ϕ_0 ainsi obtenu.

Nous évaluons ensuite graphiquement, sur des éléments de longueur de 2 mm, le flux de chaleur transporté par conduction dans la tige, soit :

$$\phi_c = \frac{d(\lambda_w \frac{dT}{dx})}{dx} \frac{d}{4}$$

λ_w conductivité thermique du tungstène.

Nous avons admis que la température sur une section de la tige était uniforme et égale à la température superficielle ce qui donne une valeur maximum du terme ϕ_c .

Le flux reçu en chaque point de la tige est alors :

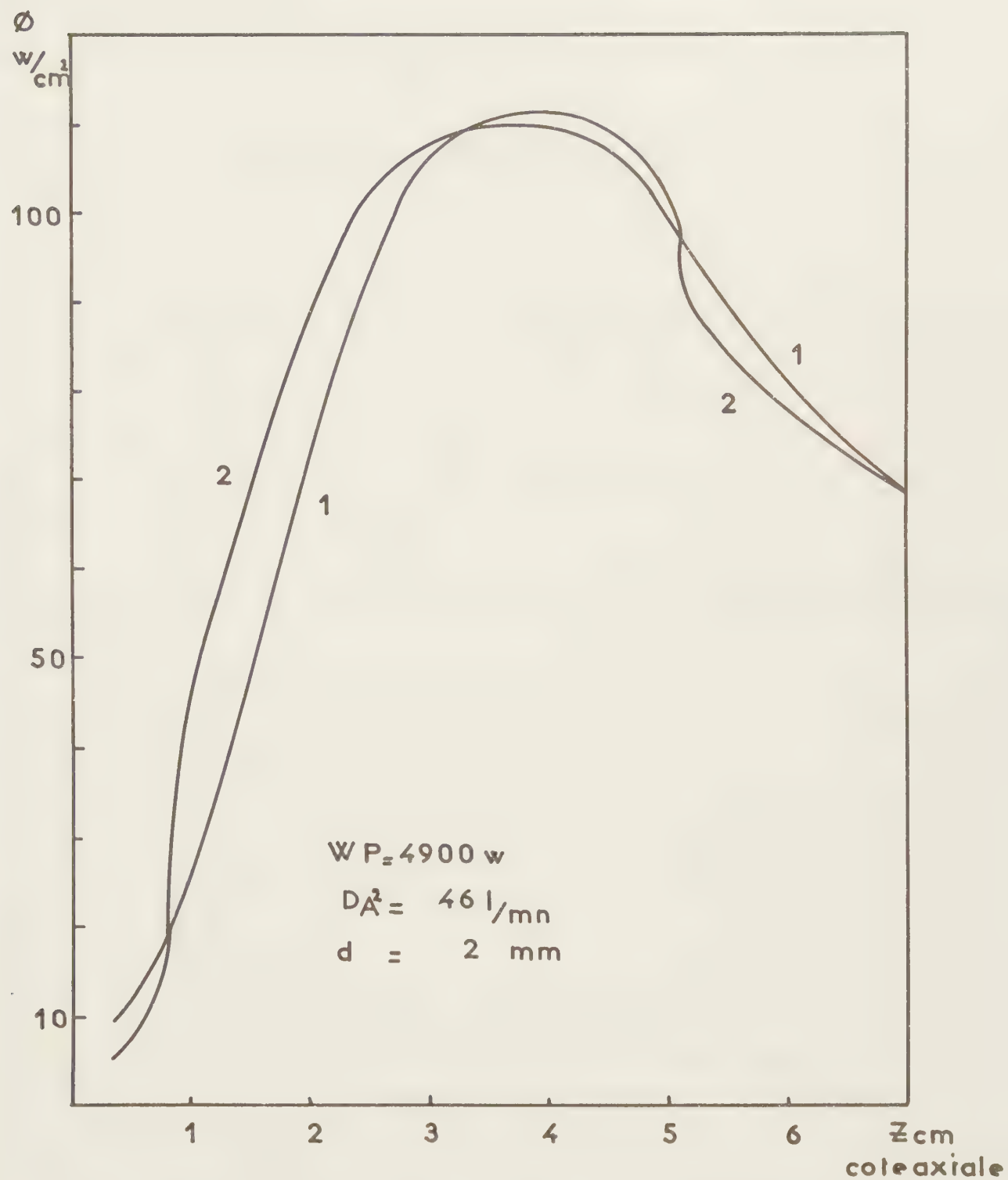
$$\phi_p = \phi_0 + \frac{d(\lambda_w \frac{dT}{dx})}{dx}$$

Les variations de λ_w avec la température sont tirées de la littérature (40).

On obtient alors la courbe 2 du graphique ci-joint, pour le profil du flux reçu du plasma par la tige. Ce graphique appelle les remarques suivantes :

1 - La conduction n'est pas négligeable dans les zones extérieures au palier de température de la tige. Il faudrait en tenir compte pour interpréter les transferts thermiques dans les zones d'entrée et de sortie de l'inducteur.

2 - Le profil de ϕ_p présente des gradients plus accentués que le profil de ϕ_0 . Ceci confirme que l'essentiel du transfert thermique se fait dans la zone de l'inducteur.



profil de flux rayonnés et reçus
du plasma par une tige axiale

figure annexe IV

ANNEXE V

INFLUENCE DE T_0 SUR LA VALEUR DE

$$\int_{T_0}^T \lambda(T) dT$$

Nous voulons montrer que des variations, mêmes importantes, de T_0 n'affectent que très peu la valeur de l'intégrale :

$$I = \int_{T_0}^T \lambda(T) dT$$

$\lambda(T)$ conductivité thermique du plasma.

Ceci pour justifier que la quantité :

$$\phi_0 r_0 \operatorname{Log} \frac{r_1}{r_0} = \int_{T_0}^T \lambda dT$$

nécessaire pour l'interprétation des mesures sur des tiges axiales, est indépendante de T_0 .

On peut écrire :

$$I = \int_{T_0}^{5000} \lambda(T) dT + \int_{5000}^T \lambda(T) dT = I^1 + I^2$$

entre 500°K et 5000°K , on peut estimer λ (33) par :

$$\lambda = -0,024 (T 10^{-4})^2 + 0,262 (T 10^{-4}) + 0,0165 \text{ w/m}^\circ\text{K}$$

Les valeurs de I^1 pour $T_0 = 2 10^3^\circ\text{K}$ et $3 10^3^\circ\text{K}$ sont :

$$I_{2000} = 316 \text{ w/m}$$

$$I_{3000} = 236 \text{ w/m}$$

Entre 5000 et 10000°K , λ est estimé (33) par :

$$\lambda = 0,248 (T 10^{-4})^6 + 0,372 (T 10^{-4})^3 + 0,074 \text{ w/m}^\circ\text{K}$$

Ceci donne pour I^2 avec $T = 10000^\circ\text{K}$:

$$I^2 = 1590 \text{ w/m}$$

Ceci montre que I varie de moins de 4 % quand T_0 passe de 2000 à 3000°K . On peut donc dans les calculs négliger l'influence de T_0 d'une tige à l'autre.

ANNEXE VI

CALCUL DES PROPRIETES DU PLASMA D'ARGON

Le calcul des propriétés d'un plasma d'argon est déjà décrit dans la littérature.

Rappelons que le calcul de la conductivité thermique se décompose en deux parties, l'une décrivant la contribution de la conductivité habituelle λ_c et l'autre tenant compte du transport d'énergie de recombinaison ion-électron diffusant vers la paroi λ_d (24,25).

Le calcul détaillé, faisant intervenir entre autre les sections efficaces de collision des différentes espèces, se trouve, par exemple, dans l'article de EDDELS et CRAGG (32).

Nous avons repris le calcul de chacune des propriétés nécessaires pour vérifier que les expressions suivantes, en partie conseillées par MILLER et AYEN (33), représentent correctement les variations de chaque grandeur avec la température.

$$\text{Masse volumique } (\text{g/cm}^3) \quad T < 16000^\circ\text{K}$$

$$= 0,001783 \left(\frac{273}{T} - 2,06 \cdot 10^{-7} T \right)$$

$$\text{Viscosité } \mu \text{ (poise)} \quad T < 14000^\circ\text{K}$$

$$= 2,508 \cdot 10^{-6} T^{0,774}$$

$$\text{Conductivité thermique } \lambda \frac{(\text{erg})}{(\text{cm sec}^\circ\text{K})}$$

$$T < 6000^\circ\text{K}$$

$$\lambda = (-0,024 (T \cdot 10^{-4})^2 + 0,262 T \cdot 10^{-4} + 0,0165) \times 10^5$$

$$6000^\circ < T < 12000^\circ\text{K}$$

$$= (0,248 (T \cdot 10^{-4})^6 + 0,372 (T \cdot 10^{-4})^3 + 0,074) \times 10^5$$

$$\text{Chaleur spécifique } C_p \frac{(\text{erg})}{(\text{g}^\circ\text{K})}$$

$$T < 6000^\circ\text{K}$$

$$C_p = 518.8 \cdot 10^4$$

$$6000^\circ < T < 10000^\circ\text{K}$$

$$C_p = (518.8 + 995.8 \left(\frac{T}{10^4} \right)^{II}) \times 10^4$$

.../...

$$10000^{\circ}\text{K} < T < 13500^{\circ}\text{K}$$

$$C_p = (518.8 + 995.8 (T \cdot 10^{-4})^7) \times 10^4$$

Les expressions proposées sont établies en supposant un film équilibré ; elles ne dépendent que de la température et de la pression supposée constante et égale à 1 atmosphère.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 BABAT G.I. - J. Instr. Elec. Ingrs (London) 94, 27, 1947
- 2 REED T.B. - J. Appl. Phys. 32, 5 May 61, p. 521
- 3 COLLONGUES R., REBOUX J., F. GALTIER, LEPRINCE-RINGUET F. - 3° Colloque
Int. des Htes Temp., CNRS 1962
- 4 REBOUX J. - Notice technique STEL
- 5 BROWN G.H. - Theory and Application of RF Heating Ed Nostrand N.Y. 1947
- 6 GALTIER F. - Revue Int. Htes Temp. 4, 1967, p. 239
- 7 VALENTIN - Journées Int. des Etats extrêmes de la matière I.F.C.E.
- 8 MOLINET F. - C.R. Acad. Sci. 262 1966, B 1377
- 9 SY A.A., CABANNES F. - Rev. Int. Htes Temp. 1, 2, 1965, 65-93 ;
Rev. Int. Htes Temp. 1, 4, 295, 1964
- 10 DRELLISHAK K.S., KNOPP C.F., CAMBEL A.B. - AEDC-TDR 63-146 ;
AEDC-TDR 64-12
- 11 GREY et Coll. - AIAA J1 2, n°3, Mars 64 ; 4, 6, Juin 1966 ; 5, 1, Janv. 67
- 12 POPOV - Int. Symp. Combustion (1956)
- 13 INCROPERA F.P., LEPPERT G. - Int. J. Heat. Mass Transfer 10, 1967, p. 1861-
1873 ; AIAA J. 4, 6, 1966, 1087 ; Ph. Doctor
- 14 CHLUDZINSKY G.R. - Ph. D. Thesis Univ. of Michigan 1964
- 15 DYMSHITS B.M., KORETSKII Ya.P. - Sov. Phys. 9, 9, Mars 1965
- 16 FAY J.A., RIDDELL F.R. - J.A.R.S. 25, 1958, 73-85
- 17 FAY J.A., KEMP N.H. - AIAA J1 1, 12, Déc. 1963, 2741
- 18 ROSE P.H., STANKEVICS J.O. - AIAA J1 1, 12, Déc. 1963, 2752
- 19 SKRIVAN J.F., JASKOWSKI W. - I.E.C. Proc. Des. Dev. 4, 4, Oct. 1965, 371
- 20 WETHERN R.J., BRODKEY R.S. - 9, 1, Jan. 1963, AICHE J.
- 21 GORDON R., AKFIRAT J.C. - Int. J. Heat Mass Transfer 8, 1965, p. 1261-1272
- 22 STOKES C.S., KNIPE W.W., STRENG L.A. - 107, 1, 1960, J. Elec. Chem. Soc.
- 23 EBEHARDT, SEBAN - Int. J.H.M. Transfer, 9, 939-49, 1966
- 24 KIMURA I., KANZAWA A. - AIAA J1. 3, 3, 1965, 476
AIAA J1. 1, 2, 1963, 310
- 25 CANN - Guggenheim Aeronaut. Lab. Inst. Techn. Memo., N°61
- 26 KNOPP C.L., CAMBEL A.B. - Phys. Of fluids 9, May 66, p. 989
- 27 BESONBES J. - J. Chim. Phys., 2, 370, 1967
- 28 BORGIANNI C., CAPELLI M., CRAMASSORA F., TRIOLO L., MOLINARI E. - Combustion and Flames (Butterworths) Avril 1969 ; Symp. Dynam. React. Chim., p. 241

- 29 CHUL PARK - AICHE J1 Jan. 64, p. 169
- 30 REED T.B. - J. App. Phys. 34, 8, Août 1963, p. 2267
- 31 DAUVERGNE J.P.-Thèse Doctorat Univ. Nancy, 1966
- 32 EDELS H., GRAGGS J.D. - Prog. in Dielec. 6, 1963, 188
- 33 MILLER R.C., AYEN R.J. - 61° AICHE Meeting, Los Angelès, Déc. 68
- 34 KUBANEK G.R. - Ph. D. Thesis M. Gill Univ. Montréal, Avril 66
- 35 ENGELKE J.L. - Stanford Research Inst. Menlo Park Cal.
Heat Transfer to particles in a plasma
- 36 CLINE, THURSTON, WULFF - Weld. Res. Suppt Juil. 1950, p. 320-2
- 37 LEMOINE A., STACHOWIAK F., CHEYLAN J., DAUVERGNE J.P., LE GOFF P. - Rev.
Gale de Thermique 85, Janv. 69
- 38 LEMOINE A. - Thèse Doctorat Univ. Nancy 1969
- 39 ASINOVSKII E.I., KIRILLIN A.V. - I.C.E. 7, 2, Avril 1967
- 40 Phys. Review 1917, 10, p. 638
- 41 EPSTEIN P. - Z. Phys. 37, 179, 1926
- 42 ROSENBLATT P., LAMER V. - Phys. Rev. 70, 385 (1946)
- 43 NGUYENDUC Y. - Revue des Htes Temp. 2, 55, (1965)
- 44 MEYER - BERICH, Deutsch. Keram. 41, 2, 1964 ;
39, 2, 1962
- 45 CHASE - Congrès de Génie Chimique, Edmonton Alberta (CAN.) Octobre 1969
- 46 GALTIER - Thèse, Paris 1967
- 47 BEGUIN, KANAAN, MARGRAVE - Endeavour, 23, n°89, Mai 1964
- 48 PAPP - C.E.P. J1, 59, n°6, Juin 1963
- 49 ANDERSON, CASE - IEC Design and Developpement 1962, 1, p. 161
- 50 FREEMAN M.P., SKRIVAN J.F. - AICHE J1 1962, Sept., p. 450
- 51 MARYNOWSKY G.W., MOHROE - Symp. on High Temp. Tech. Stanford, 1963
- 52 PHILLIPS R.C., FERGUSON A. - High Temp. Chemical Synthesis, Stanford
Research Institute, p. 192
- 53 CABANNES F., VU TIEN LOC - Revue des Htes Temp., 2, 96, 1965

NOM DE L'ETUDIANT : CHEYLAN Jacques

Nature de la thèse : Docteur-Ingénieur

Vu, Approuvé

et Permis d'imprimer

NANCY, le 5 Mai 1970

Le Doyen,



A handwritten signature in dark ink, appearing to be "J. Aubry", written over the stamp.

J. AUBRY

Cet exemplaire est imprimé
à des fins particulières et ne
peut en aucun cas être vendu.

Achévé d'imprimer le 21 Mai 1970
à l'Atelier de Documentation Universitaire
3, Rue Sellier —NANCY—

Dépot légal N° 647 Faculté des Sciences Editeur
2ème trimestre 1970

